

PERIODICAL ROOM  
GENERAL LIBRARY  
UNIV. OF MICH.

# ANNALEN DER PHYSIK

GEGRÜNDET 1799 DURCH F. A. C. GREN  
UND FORTGEFÜHRT DURCH L. W. GILBERT,  
J. C. POGGENDORFF, G. u. E. WIEDEMANN,  
P. DRUDE

VIERTE FOLGE  
BAND 77 HEFT 3  
DER GANZEN REIHE 389. BANDES 3. HEFT

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT EINER TAFEL



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1925 erscheinen die Bände 76, 77 und 78 in 3 Hefen. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 20.— zuzüglich Rm. —.80 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 1.60 für das Ausland.

Ausgegeben im August 1925.

# Inhalt.

1. A. Stäger. Weitere Untersuchungen über Kontaktelektrisierung bei fein zerteilten Körpern, besonders bei Schnee . . .	225
2. Alfred Sacklowski. Röntgenographische Strukturuntersuchungen einiger Legierungen. (Hierzu Tafel I.) . . .	241
3. W. Kossel und C. Gerthsen. Prüfung von D-Leuchten, das von einem nahezu parallelen Elektronenbündel angeregt ist, auf Polarisation . . .	278
4. Fritz Kirchner. Über die Glimmentladung bei schnell wechselndem Feld . . .	297
5. Freda Hoffmann. Über Beschleunigung von Kanalstrahlen. . .	302
6. W. Wien. Zur vorstehenden Arbeit von Frl. Hoffmann: „Über Beschleunigung von Kanalstrahlen“ . . .	313
7. Richard Gans. Die molekulare Lichtzerstreuung in festen isotropen Körpern und Flüssigkeiten . . .	317
8. E. Schrödinger. Die Erfüllbarkeit der Relativitätsforderung in der klassischen Mechanik. . .	325
9. Erich Marx. Druckfehlerberichtigung zu meiner Arbeit: „Elektrizitätsleitung, Ladungszahl, Beweglichkeit und thermische Ionisation in Flammgasen“ . . .	336

Die Redaktion der Annalen wird von den unseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: München, Kolberger Straße 16.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



gu  
vo  
ein  
ih  
zw  
de  
st  
vo  
nie  
Ni  
sch  
Ni  
ele  
tu  
Ea  
ale  
Da  
er

Zu

in

18

22

21

W



# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 77.

### 1. Weitere Untersuchungen über Kontakt- elektrisierung bei fein zerteilten Körpern, besonders bei Schnee; von A. Stäger.

#### Einleitung.

Während die Sohnckesche Gewittertheorie meteorologisch gut begründet ist — sie setzt das gleichzeitige Vorkommen von flüssigen und festen Wolkenbestandteilen voraus, was nach einer statistischen Verarbeitung von A. Gockel<sup>1)</sup> zutrifft —, sind ihre physikalischen Voraussetzungen, der elektrische Effekt zwischen Wasser und Eis quantitativ nicht so günstig, wie bei der Schneetheorie.<sup>2)</sup> Diese setzt lediglich turbulente Luftströmungen und feste Niederschläge oder Wolkenbestandteile voraus; ob neben den festen auch flüssige vorkommen oder nicht, spielt an sich keine Rolle; immerhin können die flüssigen Niederschläge als Verstärker der durch die festen Niederschläge erzeugten Elektrizität wirken. Das Vorkommen fester Niederschläge bei fast jedem Gewitter und vielen anderen elektrischen Erscheinungen ist durch unzählige Einzelbeobachtungen und Statistiken bewiesen; es seien nur einige erwähnt.<sup>3)</sup> Es soll ausdrücklich betont sein, daß die Schneelektrizität nicht als einzige Ursache der Gewitterelektrizität betrachtet wird. Daß das Aufwirbeln und Zerreißen von Schnee jedoch eine ergiebige Elektrizitätsquelle ist, zeigen folgende Versuche.

1) A. Gockel, Zur Sohnckeschen Theorie der Gewitter, Met. Ztschr. S. 87. 1923. — Vgl. L. Sohncke, Met. Ztschr. S. 413. 1888.

2) A. Stäger, Dissertation, Freiburg in der Schweiz 1924, Auszug in Ann. d. Phys. IV. Folge. 76. 1925.

3) Met. Ztschr. 1888. S. 110, 324, 440; 1889. S. 155, 272, 275, 342; 1890. S. 73, 147, 393; 1891. S. 6, 115, 321; 1892. S. 426; 1893. S. 119, 223, 303, 475; 1894. S. 17, 24, 248, 300, 399; 1896. S. 153; 1897. S. 196, 214; 1898. S. 29, 236, 400; 1899. S. 521; 1907. S. 177, 193. — Das Wetter, 1924. Hft. 3/4, S. 63.

## 1. Versuche mit Rauhreif.

Daß sich eine mit Eis überzogene Blechbüchse positiv lädt, wenn man an der Eisschicht haftende Rauhreifteilchen<sup>1)</sup> mit dem Mund wegbläst, wurde bereits mitgeteilt.<sup>2)</sup> Um den weggeblasenen Rauhreif wägen zu können, verwendete ich seither folgende Einrichtung: Ein Blechgefäß von 23 cm Länge, 14,5 cm Breite und 7 cm Höhe, das nach oben offen war, enthielt in der Mitte des Bodens eine runde Öffnung von 8 mm Durchmesser, an die ein Trichter mit einer unteren Weite von 8 mm und einer oberen von 5 cm in senkrechter Lage angelötet war. Die Höhe des Trichters betrug 5,5 cm (vgl. Fig. 1).

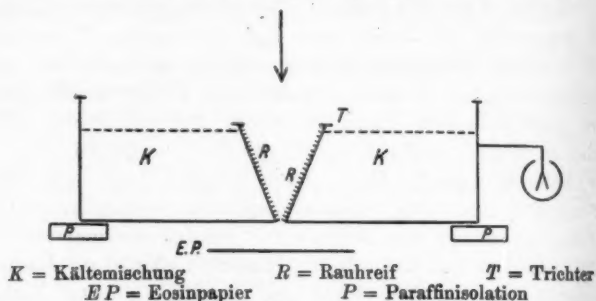


Fig. 1.

In das Gefäß wurde eine Kältemischung gebracht. Die Innenwand des Trichters wurde mit einem Pinsel benetzt und so mit einer dünnen Eisschicht überzogen. An diese setzten sich nach  $\frac{1}{2}$  bis 1 Stunde feine Rauhreifteilchen an. Diese wurden von oben durch Blasen mit dem Mund durch die untere Trichteröffnung getrieben, also von der Eisschicht weggerissen. Dadurch nahm das Blechgefäß eine positive Ladung an. Die Kapazität des Systems Blechbüchse-Verbindungsdraht-Elektrometer war 25,2 cm, die Elektrometerausläge bei 3maligem

1) Man spricht besser von Rauhreifteilchen statt von Kriställchen, indem R. Assmann, Met. Ztschr. 1889. S. 339—342 feststellte, daß Rauhreif teilweise nur scheinbar kristallisiert, in Wirklichkeit oft aus amorphen Eiskügelchen besteht. Vgl. A. Dobrowolski, La neige et le givre. Anvers 1903. 78 Seiten. Referat in Met. Ztschr. 1907. S. 190.

2) A. Stäger, Société Fribourgeoise des sciences naturelles, Freiburg in der Schweiz, Nr. 7. 1924—1925.

unmittelbar aufeinanderfolgendem Blasen durchschnittlich 1,5 Volt, also die freie Elektrizitätsmenge + 0,13 E. S. E. Unter das Blechgefäß wurde in kleinem Abstand ein präpariertes Eosinpapier gebracht, das die weggeblasenen Eisteilchen auffing. Die Aufladung war hier stets negativ. Das verwendete Papier war das von Aug. Becker<sup>1)</sup> geeichte und von P. Gschwend<sup>2)</sup> nachgeprüfte Barytfilterpapier I. Qual. Nr. 311 aus der Fabrik Max Dreverhoff, Dresden. Durch Größenmessung und Zählung der Eosinflecke ergab sich eine durchschnittliche aufgefangene Rauhreifmenge von etwa 0,7 mg. Das Gewicht der einzelnen Teilchen war hauptsächlich zwischen  $\frac{1}{1000}$  bis  $\frac{1}{100}$  mg. Es waren also durchschnittlich — 180 E. S. E. an 1 g weggeblasenen Rauhreif gebunden. Eine entsprechende positive Elektrizitätsmenge war am System Blechgefäß-Elektrometer. Die Versuche wurden im Freien, jedoch an einem vom Erdfeld völlig geschützten Ort, bei Lufttemperaturen von ungefähr 0° C ausgeführt. An eine Influenzwirkung ist also nicht zu denken. Die Temperatur der Kältemischung war meist — 10 bis — 17° C. Vor dem Blasen wurde die Kältemischung lückenlos mit Papier verklebt, um allfällige Lenardelektrisierung durch Zerspritzen der Flüssigkeit auszuschließen. Eine kontaktelektrische Wirkung der Eisteilchen am Metall ist ausgeschlossen, weil dann das Metall negativ werden müßte. In günstigen Fällen war jedoch der Quotient Elektrizitätsmenge/Gewicht viel größer. Er erreichte bei solchen und ähnlichen Versuchen gegen 1000 E. S. E./g Eis. Das Blasen geschah deshalb mit dem Mund, weil die Lungenluft als ziemlich staubfrei betrachtet werden kann und eine Elektrisierung an den feuchten Schleimhäuten unwahrscheinlich ist. Bei jedem künstlichen Gebläse wären Fehlerquellen schwer zu vermeiden; daß verschiedenartiger Staub Eis elektrisieren kann, habe ich<sup>3)</sup> nachgewiesen. Schon Sohncke<sup>4)</sup> betrachtete Reibung zwischen Staub und Eisteilchen als elektrisch wirksam und verwendete

1) Aug. Becker, Met. Ztschr. 1907. S. 247 ff.

2) P. Gschwend, Beil. z. Jahresber. d. kant. Lehranst. Sarnen, Schweiz, 1921/22.

3) Diss., a. a. O.

4) G. Sohncke, Gewitterelektrizität und gewöhnliche Lufterlektrizität. Met. Ztschr. 1888, S. 418.

sie neben andern Elektrizitätsquellen zur Erklärung der „Schönwetterelektrizität“. Hierhin gehört jedenfalls auch ein Versuch, den Norinder<sup>1)</sup> ausführte, indem er „Luft“ über Schnee streichen ließ, wodurch der Schnee positiv wurde. Falls dabei nicht sehr hohe Relativgeschwindigkeiten angewendet wurden, kann man nicht an eine Wirkung zwischen Luft- und Eismolekülen denken, sondern muß, wie ich zeigte<sup>2)</sup>, die Luftsuspensionen verantwortlich machen. Ebert und Hoffmann<sup>3)</sup> wiesen bereits auf Kontaktelektrisierung zwischen Eis und Staub aller Art hin; sie dachten u. a. an die Möglichkeit, daß kosmischer Staub und Eiswolken sich elektrisieren können.

## 2. Versuche mit Eiszapfen.

Am 2. März 1925 herrschte auf dem Hahnenmoospaß, einer leicht zugänglichen Höhenstation (1954 m ü. M.) ob Adelboden, Berner Oberland, mittelstarkes Schneetreiben. Der Ostwind wirbelte den Schnee vom Boden auf und bildete kleine Gwächten. Dicht über dem Boden war eine niedere Schicht Treibschnee zu sehen; leichtere Wolken gelangten einige Meter hoch. Offenbar enthielt die niedere Schicht mehr größere, die Wolken überwiegend kleine, vielleicht auch andersartige Teilchen. Es wurden nun Eiszapfen von durchschnittlich 20 cm Länge und etwa 1 cm Dicke mit glatter Oberfläche an beiden Enden mit paraffinierten Seidenfäden umschlungen, an diesen gefaßt und so 10—20 Sekunden dem Treibschnee exponiert, so daß die aufgewirbelten Eisteilchen in vorübergehenden Kontakt mit den Eiszapfen kamen. Beim Annähern an das Lutzsche Elektrometer auf 10 bis 20 cm wurde dieses schon auf 10 bis 20 Volt influenziert und schlug beim Berühren mit dem Eiszapfen meist über 56 Volt aus. Die Ladung war stets negativ, wenn die Exposition im niederen grobkörnigen Treibschnee stattgefunden hatte und meist positiv, wenn der Eiszapfen in 1—2 m Höhe mit den kleineren Teilchen in Berührung gekommen war. Die negativen Ladungen waren stets stärker als die positiven, wahrscheinlich, weil im niederen Treibschnee mehr Teilchen

1) K. Kähler, Met. Ztschr. 1922, S. 294.

2) Diss., a. a. O.

3) H. Ebert und B. Hoffmann, Elektrisierung durch Eisreibung. Met. Ztschr. 1900. S. 317—326.

den Eiszapfen berührt hatten als in den leichteren Wolken. Die positiven Ausschläge erreichten nicht immer 56 Volt, die negativen ausnahmslos. Als Fehlerquellen kommen zunächst die Seidenfäden in Frage, die sicher vom Treibschnee auch elektrisiert wurden. Da die Eiszapfen jedoch immer in der Mitte, also in einem Abstand von 10 cm von den Fäden mit dem Elektrometer in Berührung gebracht wurden, war es leicht zu entscheiden, wo die Hauptmenge der Ladung saß. — Anderer Staub außer Schnee kommt nicht in Frage, da weit und breit alle Felder tief eingeschneit waren. — Lichtelektrische Wirkung nach Buisson und Brillouin<sup>1)</sup> fällt weg, da die Eiszapfenversuche nachts ausgeführt wurden. — Eher ist eine Influenzwirkung nach Elster und Geitel<sup>2)</sup> denkbar, wegen des schlechten Leitvermögens des Eises jedoch unwahrscheinlich. Auch wurden die Eiszapfenexpositionen z. T. an Stellen vorgenommen, die vom luftelektrischen Feld ziemlich geschützt waren. Höchst unwahrscheinlich ist, daß die Eiszapfen nur durch Übertragung der vor dem Kontakt schon auf den Eisteilchen befindlichen Eigenladung elektrisiert wurden. Jedenfalls ließ sich für Staubeilchen zeigen<sup>3)</sup>, daß die „Übertragungswirkung“ kleiner ist als die neue Elektrisierung.

### 3. Gittereffekt zwischen Eisen und Eis.

In der Meteorologischen Zeitschrift beschreibt Karl Petri<sup>4)</sup> starke elektrische Entladungserscheinungen in einer 5 km langen Telegraphenleitung, die während eines sehr starken Schneesturms stundenlang einen kontinuierlichen Funkenstrom lieferte. Die Funken erreichten 3 mm Länge, der elektrische Effekt 1, 2 P.S. Es wird nicht berichtet, ob die enorme Aufladung des Drahtes auf Übertragung der Eigenladung der Schneeflocken beruhte oder ob Kontaktelektrisierung zwischen

1) Brillouin, „Ciel et terre“ 18. 1897. — Ref. Met. Zeitschr. 1898. S. 38.

2) J. Elster und H. Geitel, Über die Elektrizitätsentwicklung bei der Regenbildung. Wied. Ann. 25. S. 121. 1885, auch E. und G., Beobachtungen betr. d. elektr. Natur d. atm. Niederschläge. Wiener Sitzungsber. II a. 99. S. 421. 1890.

3) Diss. a. a. O.

4) Karl Petri, Met. Ztschr., Elektrische Erscheinungen während des Schneesturms am 11. März 1892. S. 157; vgl. auch S. 191.

den Flocken und dem Draht anzunehmen ist. Ebert und Hoffmann<sup>1)</sup> nahmen eine Kontaktwirkung von Treibschnee an Telegraphendrähten an.

Auf dem Hahnenmoos blies am 3. März 1925 ein sehr starker Sturm aufgewirbelten Schnee gegen einen isoliert ausgespannten 9 m langen Eisendraht von 0,3 mm Dicke, der in einer Höhe von 3 m über dem Boden verlief. Morgens von 2 bis 5 Uhr erreichte der Sturm bisweilen 17 bis 24 m/sec. Sekundenlang konnte ich einen kontinuierlichen Funkenstrom von 3 bis 4 mm entnehmen. Der Draht, der bis ins Innere des Hotels verlängert wurde, zeigte deutliche Büschelentladung. Eine Glimmlampe leuchtete sekundenlang heller, als wenn sie an eine 125-Volt-Batterie angeschlossen wird. Daraus berechnet sich der Effekt zu etwa 3 Watt, der Strom zu 17 bis 20 Milliamp. Die dem Wind zugewandte Oberfläche des Drahtes samt der Oberfläche der Befestigungsschrauben war etwa 43 cm<sup>2</sup>.

Daß es sich hier um Kontaktwirkung zwischen Metall und Eis handelte, folgt aus der Aufladung eines kleinen, isolierten Drahtgitters von etwa 1 dm<sup>2</sup> Fläche, das ich dem Schneetreiben exponierte. Es zeigte negative Spannungen von mehreren hundert Volt.

#### 4. Raumladungsmessungen bei ruhigem Schneefall.

Wegen des in Abschnitt 3 besprochenen Gittereffektes halte ich die bisher übliche Methode der Raumladungsmessung mittels eines geschlossenen Faradayschen Drahtkäfigs nicht für einwandfrei, wenn Niederschläge fallen, insbesondere nicht bei heftigem Schneetreiben. Die Eisteilchen können sich z. B. positiv aufladen, wenn sie mit dem Drahtgitter des Käfigs in Berührung kommen und dadurch die Raumladung verändern (vgl. Abschnitt 5).

Deshalb ließ ich während des sehr ruhigen schwachen Schneefalls vom 17. März in Bern die Schneeflocken überhaupt nicht in den Meßkäfig gelangen, sondern verwendete einen oben und auf zwei Seiten völlig geschlossenen Käfig, bei dem zwei Seitenwände durch Drahtgitter mit der Atmosphäre

1) H. Ebert u. B. Hoffmann, Met. Ztschr. 1900. S. 317 ff.

kommunizierten. Ich konnte also in diesem Fall nur die allfällig durch den Schneefall erzeugten Schneeionen messen. Die Temperatur war wenig unter  $0^{\circ}\text{C}$ . Die Raumladung verhielt sich sehr wenig schwankend und war während mehreren Stunden zwischen 0,1 und 0,2 E. S. E./ $\text{m}^3$ . Eine Vergleichsmessung am darauffolgenden Tag bei wolkenlosem Himmel und Ostwind ergab im Mittel nahezu die gleiche schwache positive Raumladung, nur mit dem Unterschied, daß sie am 18. schwankend verlief, was wohl mit dem Wind zusammenhängt. (Zwischen 1 bis 4 m/sec.) — Es scheint daher, daß der ruhige Schneefall vom 17. März nicht merklich Schneeionen lieferte.

#### 5. Raumladungsmessungen bei Schneegestöber im Gebirge.

Auf dem Hahnenmoos maß ich vom 25. Februar bis 2. März wiederholt die freie Raumladung während ruhigem und stürmischem Schneefall und zwar ließ ich hier die Flocken in den Meßraum gelangen, der wegen dem in Abschnitt 4 erwähnten kontaktelektrischen Effekt nach oben offen war. Natürlich mußte ich auf diese Weise ein Eindringen des luftelektrischen Feldes riskieren. Doch war der 2,50 m lange und 2,50 m breite Käfig so zwischen dem Hotel und anschließendem Schuppen eingekleimt, daß ein beträchtliches Einbuchten des Feldes nicht anzunehmen ist. Auch habe ich an wolkenlosen Tagen bei völliger Windstille zur Entscheidung der Einbuchungsfrage abwechselnde Raumladungsmessungen mit offenem und geschlossenem Käfig vorgenommen. Der geschlossene Käfig wurde jeweils in einer Höhe von 2,5 m mit dünnen parallelen Eisendrähten in Abständen von 10 cm überzogen. Das Potential in der Käfigmitte war gegenüber der Erde stundenlang  $+2$  bis  $+2,5$  Volt, die Raumladung  $+0,15$  bis  $+0,19$  E. S. E./ $\text{m}^3$ , bisweilen bis doppelt so viel, manchmal auch schwächer, selten negativ. Bisweilen verharrte die Instrumentsaite minutenlang auf demselben Skalenteil. Ein deutlicher Unterschied zwischen offenem und gedecktem Käfig war nicht festzustellen. Immerhin werden die nachstehenden Resultate der Raumladungen während Schneegestöber in Volt mitgeteilt statt in E. S. E./ $\text{m}^3$ , da sich für den offenen Käfig die Thomsonsche Formel nicht anwenden läßt.



## Resultate.

Schneefall vom 25. Februar. Witterungscharakter: Nachmittags Schneefall ringsum auf den Bergen, aus tiefen, auf den Bergen aufsitzenden Wolken. Um 16<sup>h</sup> begann der Schneefall auf dem Hahnenmoos bei  $-1,6^{\circ}\text{C}$ . Der kleinflockige leichte Schneefall dauerte mit stets kleinen Flocken bis 20<sup>h</sup> 35. Die Temperatur sank während des Schneefalls stetig von  $-1,6$  auf  $-5^{\circ}\text{C}$ . In der ersten Stunde war der Wind in der Umgebung des Käfigs 0—3 m/sec., in der zweiten 0, in der dritten böig 6—10 m/sec. und nachher wieder abnehmend. Die Raumladungen entsprachen in der ersten Stunde (Wind 0—3 m/sec.) 0 bis 7 Volt; in der zweiten bei Windstille +1 bis +14 Volt; in der dritten bei teilweise böigem Wind von 6 bis 10 m/sec. +2 bis +24 Volt; in der vierten Stunde nahm der Wind und damit die Ausschläge ab; gegen Ende des Schneefalls schimmerten die Sterne durch die sich auflösenden niederen Nebel. Die Mittelwerte sind: für die erste Stunde +3,5 Volt, für die dritte böige Stunde würde sich ein stärkerer Wert ergeben, doch konnte hier der Mittelwert wegen Unterbrechung der Beobachtung nicht berechnet werden.

Bemerkenswert ist: 1. Die Zunahme der Raumladung mit der Windstärke. 2. Öftere sprungweise Änderung der Raumladung mit Einsetzen einer anderen Schneeart oder Schneemenge und Verharren der Raumladung um einen bestimmten Mittelwert, solange die Schneeart und -menge sich nicht ändert.

Der Schnee bestand zumeist aus sehr regelmäßigen Sternchen. Raumladungsmessungen während Schneefall wurden bisher von Elster und Geitel<sup>1)</sup>, A. Gockel<sup>2)</sup> und K. Kähler<sup>3)</sup> ausgeführt. Kähler fand während einer starken Schneeböe mehr als  $+5\text{ E. S. E./m}^3$ .

1) J. Elster u. H. Geitel, Wiener Sitzungsber. II a., 99. S. 421. 1890.

2) A. Gockel, Neue Denkschriften d. Schweiz. Naturf. Ges. 54. Abh. I. S. 73. 1917.

3) K. Kähler, Über die Schwankungen der elektr. Raumladung in d. Atm. Met. Ztschr. 40. S. 209 u. 210. 1923.



Zur Messung von Raumladungen während Schneefall würde sich ein 2—3 m breiter und 20—30 m hoher Hof, wie er sich in den Städten findet, gut eignen, indem hier das Erdfeld auch ohne Gitter nicht eindringen kann.

#### 6. Raumladung während Schneetreiben.

K. Kähler<sup>1)</sup> nimmt an, daß bei Schneetreiben die niederen, größeren Teilchen positiv, die leichten, in die Höhe wirbelnden negativ sind. Ganz übereinstimmend fand ich am 26. Februar auf dem Hahnenmoos bei  $-3^{\circ}\text{C}$ , Zirrostratusbewölkung und Wind von 6 bis 10 m/sec, daß der frischgefallene Pulverschnee sowohl positive als auch negative Raumladungen aufweisen kann. Verwendet wurde der in Abschnitt 5 beschriebene offene Käfig, dessen Südwand, über die zumeist der Treibschnee hereinkam, aus Schnee aufgeführt wurde, um eine mögliche Elektrisierung des Treibschnees an fremden Körpern zu verhindern. Das Potential in der Käfigmitte war stundenlang zwischen + und - 2 Volt schwankend; zeitweise dehnten sich die Werte auf das Doppelte aus. Bei einzelnen stärkeren Windstößen traten positive Werte bis zu + 13 Volt auf, denen bisweilen ziemliche negative Ausschläge folgten, die jedoch nie den positiven gleich kamen. Die größten negativen Werte lagen um - 15 Volt, während die positiven oft über + 20 Volt gingen.

Der Zusammenhang der starken positiven Werte mit den starken Windstößen war sehr auffallend; in den Windpausen herrschten die negativen Werte vor. Es folgt daraus, daß die negativen Ladungen an die kleinen leicht schwebenden Schneeteilchen, die positiven aber an die schwereren gebunden sind, die nur bei starkem Wind in den Käfig gelangen.

(Es erklärt sich nun, weshalb ich auf Jungfraujoch<sup>2)</sup> nur positive Raumladungen fand: Meine damalige Einrichtung war zum Nachweis der schwächeren negativen Felder zu wenig empfindlich.)

Bei stärkerem Wind von 10 bis 20 m/sec. steigerte sich die Elektrisierung wesentlich; die positiven Raumladungen

1) K. Kähler, Über die Ursachen einiger luftelektr. Störungen. Met. Ztschr. 39. S. 295. 1922.

2) Diss. S. 66 u. 67 (a. a. O.).

stiegen über + 65 Volt, die negativen blieben immer hinter den positiven zurück.

Es sei noch speziell bemerkt, daß in den Meßkäfig nur verhältnismäßig dünne Schneedriver gelangte. Eine Messung der dichten niederen Driftschichten auf dem Kamm des Hahnenmoospasses dürften erheblich größere Werte ergeben haben.

#### 7. Potentialgefällemessungen während Schneetreibens.

Während des Schneetreibens vom 26. Februar (vgl. Abschnitt 6) war das Pg. meist negativ, seltener positiv.<sup>1)</sup> Es wurden auch Influenzversuche mit einer isoliert ausgespannten Antenne gemacht. Da der ins Innere des Hotels verlängerte Draht bald positiv und bald negativ influenziert wurde, folgt das getrennte Vorhandensein von negativen und positiven Driftwolken. Daß es sich hier nicht um Kontaktelektrisierung handelte, erkannte man aus dem raschen Zurückgehen der Elektroskopblättchen, während sie bei stärkerem Wind, wenn die Antenne aufgeladen wurde, gespreizt blieben.

#### 8. Versuche mit Kohlensäureschnee.

In einer früheren Mitteilung<sup>2)</sup> wurde die Frage offen gelassen, ob der frisch von einer CO<sub>2</sub>-Bombe abgenommene „Schneesak“ durch seine eigene negative Ladung auf die Umgebung influenzierend wirkt oder ob der vom Sack ausgehende Nebel negativ elektrisch ist. Indem ich nun einen solchen Sack in den Faradayschen Käfig brachte, zeigte sich eine Wirkung auf den Tropfkollektor; diese verschwand jedoch, wenn der Sack von einem zweiten viel kleineren Käfig unmittelbar umgeben wurde, der mit der Erde verbunden war. Die Ladung ist demnach hauptsächlich an den Sack und nicht an den Nebel gebunden.

Doch trat merkliche negative Raumladung auf, wenn man in einem Käfig 1 kg CO<sub>2</sub>-Schnee mit warmem Wasser versetzte und so energische Verdampfung einleitete. Nachdem verschiedene Autoren bewiesen haben, daß die Änderung des Aggregatzustandes an sich keine Elektrizitätsquelle ist, muß man an-

1) Vgl. G. C. Simpson, Met. Ztschr. 1921. S. 348.

2) Diss. S. 60 (a. a. O.).

nehmen, daß es sich um eine Nebenerscheinung handelt, z.B. durch Mitreißen von kleinen festen  $\text{CO}_2$ -Teilchen. Dieser Vorgang wäre der Elektrisierung beim Verdampfen von Metaflocken vergleichbar.<sup>1)</sup> Die negative Raumladung stieg bis  $0,85 \text{ E. S. E./m}^3$ .

Indem ich eine 5-kg- $\text{CO}_2$ -Bombe in den Meßkäfig stellte und ganz schwach ausströmen ließ, konnte ich deutliche positive Raumladungen bis zu  $1,3 \text{ E. S. E./m}^3$  feststellen. Bei stärkerem Ausströmen kehrte das Vorzeichen um; die freie Raumladung erreichte so bis  $-6,5 \text{ E. S. E./m}^3$ , bei sehr starkem Ausströmen noch viel mehr. Daraus erklärt sich einigermaßen, warum M. Dieckmann<sup>2)</sup> einen isoliert aufgestellten Benzinmotor infolge Armstrong- und Gitterdefekt der in den Auspuffgasen enthaltenen flüssigen und festen Teilchen gegen die Wandungen des Auspuffs je nach der Belastung des Motors, bald positiv und bald negativ geladen fand.

Betreffend das bereits mitgeteilte<sup>3)</sup> elektrische Leuchten des  $\text{CO}_2$ -Schneesacks beim Ausströmen der festen Kohlensäure, verbunden mit Bildung von Funken und Strahlenbüscheln bis zu 10 cm Länge, muß noch offen bleiben, inwiefern die Erscheinung mit den vorgenannten Elektrisierungsarten zusammenhängt. Wahrscheinlich kommt hier neben den von P. Lenard<sup>4)</sup> erwähnten Effekten auch noch Elektrisierung zwischen  $\text{CO}_2$ -Teilchen hinzu (Rudgeeffekt). Da ich bei Berührung von fein zerteilten Körpern mit Gittern aller Art meist starke Elektrisierung beobachtete, scheint es mir fraglich, ob sich durch Einschieben von Gittern in die Wasserstoffleitung beim Füllen von Ballons die gefürchteten elektrischen Selbstentzündungen

1) Diss. S. 60 (a. a. O.).

2) M. Dieckmann, Ztschr. für Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt, 1911. Hft. I. — Vgl. auch M. Dieckmann u. K. Fischer, ebenda 1912. S. 56, auch F. Linke, Jahrb. d. wissenschaftl. Ges. f. Flugtechnik. 2. 1914. S. 170.

3) A. Stäger, Kurze Mitteilung über Kontaktelektrisierung bei staubförmigen Körpern (auch Eis) und andere neue Versuche. Société Fribourgeoise des sciences naturelles. Freiburg in der Schweiz. Nr. 7. 1924—1925.

4) P. Lenard u. F. Schmidt, Achter Tätigkeitsber. d. Radiol. Instituts d. Univ. Heidelberg. Ztschr. f. techn. Phys. 6. Jahrg. Nr. 3, S. 85. 1925.

wirksam bekämpfen lassen.<sup>1)</sup> Jedenfalls müßten die verwendeten Gitter klebrig oder sonst besonderer Art sein.

#### 9. Leuchtversuche mit Staub.

Bei verschiedenen — wahrscheinlich den meisten — staubartigen Körpern kann man ein elektrisches Leuchten dadurch erzeugen, daß man wenige Gramm des Pulvers in ein 30 cm langes Glasrohr mit 3 bis 4 mm Innendurchmesser stopft und im Dunkeln mittels einer 60 bis 65 cm<sup>3</sup> Luft fassenden Gummibirne durch eine rasche Kompression durch die ganze Länge der Glasröhre treibt und auf eine Platte aufprallen läßt, die aus dem gleichen Material besteht wie das Pulver. Ich konnte die Erscheinung deutlich wahrnehmen, indem ich Metaacetaldehydpulver<sup>2)</sup> gegen Metaacetaldehydstücke blies, ebenso, wenn ich warmen Sand gegen Sandstein trieb. Der Effekt trat auch dann auf, wenn ein 22 g schweres trockenes Sandsteinstück an einem Faden vor der Öffnung des Glasrohres hing, also beweglich war. Der Abstand zwischen Stein und Rohröffnung wurde möglichst klein gewählt. Das Leuchten findet beim Aufprallen des Staubs gegen die festen Stücke und nicht am Glasrohr statt.

#### 10. Versuche mit Sand, Gips usw.

Indem ich derartige Pulver in trockenem Zustand in Mengen von etwa 1 kg mit Schießpulver in die Luft schoß, konnte ich, selbst noch in Abständen von 10 bis 20 m deutliche Influenzwirkung der entstandenen Staubwolke auf das Lutzelektrometer nachweisen.

#### 11. Meteorologische Bedeutung der Versuche.

Darüber wird in einer meteorologischen Zeitschrift näher eingegangen. Es seien hier nur folgende Zusammenhänge angedeutet:

---

1) Vgl. F. Ritter, Über die Selbstentzündung des ausströmenden Wasserstoffs. Zeitschr. f. techn. Phys. 1922. Nr. 6. — W. Nusselt, D. Ver. D. Ing. 66. 1922. S. 203.

2) Produkt der Meta A.-G. Basel.

A. Das von P. Beyersdorfer und F. Kercher<sup>1)</sup> erwähnte Leuchten in einer Straßenstaubwolke erklärt sich aus dem in Abschnitt 9 genannten Leuchtversuch.

B. A. Hofmann<sup>2)</sup> sah mit Rauhreif behangene Zweige bei  $-8^{\circ}\text{C}$  leuchten und maß hohe elektrische Spannungen. Er bewies, daß es sich nicht um Elmsfeuer handelte, sondern um eine lokale, mit dem Rauhreif zusammenhängende Elektrisierung. Nimmt man an, daß etwa Wind, Erschütterungen oder innere Spannkraft feinste Teilchen absplitterten, so erklärt sich die Elektrisierung durch die in Abschnitt 1 ff. beschriebenen Versuche.

C. Besonders großflockiger Schnee<sup>3)</sup> ist schon mit elektrischen Verhältnissen in Zusammenhang gebracht worden. In der Tat scheint eine Zusammenballung infolge elektrostatischer Anziehung kleiner geladener Teilchen mit der beobachteten Luftbewegung und darauf folgender plötzlicher Windstille, sowie mit den in Abschnitt 1 ff. erwähnten Versuchen in Einklang zu stehen.

D. Erklärung der Elektrizität der Schneegewitter und Elmsfeuer während Schnee-, Graupel- und Hagelfall. Schneezerreißungen in der Atmosphäre scheinen zwar dadurch erschwert, daß die leichten Flocken den Luftströmungen eher folgen als z. B. Wassertropfen; doch sind andererseits die Schneekriställchen<sup>4)</sup> zum Teil so fein, daß schon geringe Kräfte Zerreißungen herbeiführen können. Es dürfte auch Elektrisierung auftreten, wenn zwei Schneeflocken oder Eisteilchen vorübergehenden Kontakt machen (vgl. Eiszapfenversuch, Ab-

1) P. Beyersdorfer u. F. Kercher, Met. Ztschr. 39. S. 395. 1922.

2) Alb. Hofmann, „Das Wetter“, 1921. S. 60, 125.

3) Ungewöhnlich große Schneeflocken, Met. Ztschr. 1893. S. 147 und 1887. Lit. ber. S. [107]. — E. J. Löwe, snowstorms of January 7 1887. — Lockwood, snowflakes, „Nature“ 35. S. 271, 414.

4) Vgl. G. Hellmann, Photographien von Schneekristallen, Met. Ztschr. 1894. S. 281 mit Tafel III, auch S. [17]. Ferner: J. Westmann, Form und Größe der Schneekristalle, beobachtet auf Spitzbergen, Mission scientif. pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg 1899—1902. Mission Suédoise. Tome II, Sect. VIII. Stockholm 1906. Ref.: Naturw. Rundschau 1907. Jan. 3. S. 13 und Met. Ztschr. 1907. S. 333.

schnitt 2). Daß Schneekristalle wirklich deformiert und verletzt zur Erde gelangen, hat G. Hellmann<sup>1)</sup> nachgewiesen.

K. Kähler<sup>2)</sup> fand für unverletzte Schneesterne kleine elektrische Ladungen.

*E. Beitrag zur Erklärung der Elektrizität der Wärme- und Wirbelgewitter.* Bei diesen „gewöhnlichen“ Gewittern, bei denen feste und flüssige Niederschläge und Wolkenbestandteile vorkommen, ist die Schnee- und Eiselektrizität nur eine der verschiedenen Ursachen. Die wechselnden Vorzeichen der Niederschläge, die bei verschiedenen Gewittertheorien schwer erklärbar waren, sind auf Grund des Eiszapfenversuchs (Abschnitt 2) verständlich.

Für zahlreiche Anregungen und Unterstützung mit Geräten bin ich Hrn. Prof. A. Gockel zu warmem Dank verpflichtet; den Herren H. Greinacher und R. Huber sei für ihr freundliches Entgegenkommen gedankt! Herr Brodbeck leistete mir gute Dienste bei den Gebirgsversuchen.

#### Zusammenfassung.

Ein Rauhreifversuch, der darin besteht, daß Rauhreifteilchen von einer Eisfläche weggeblasen werden, zeigt, daß dieses Trennen elektrisch wirksam ist. An 1 g weggeblasenen Rauhreif sind — 180 E. S. E. gebunden; eine entsprechende positive Elektrizitätsmenge ist an die Eisfläche gebunden. In günstigen Fällen kann 1 g Rauhreif gegen 1000 E. S. E. forttragen. —

Ein dem Treibschnee exponierter Eiszapfen kann sich infolge Kontaktelektrisierung sowohl positiv als auch negativ aufladen.

Ein 9 m langer, 0,3 mm starker Eisendraht kann von Treibschnee infolge Kontaktelektrisierung auf viele 1000 Volt aufgeladen werden; es kann sekundenlang ein kontinuierlicher Strom von etwa 3 Watt entnommen werden.

Bei Raumladungsmessungen während Niederschlägen, insbesondere während festen Niederschlägen, müssen Drahtgitter

1) G. Hellmann, Schneekristalle. Berlin [R. Mückenberger] 1898.

2) K. Kähler, Elektrizität der Gewitter, S. 146, Verl. Gebr. Bornträger, Berlin 1924.

nach Möglichkeit vermieden werden, da durch Gittereffekt der Niederschläge am Käfig Fehlerquellen entstehen können. Am besten eignet sich ein enger, hoher, oben offener Hof oder ein Trichter, auch ein klebriger Käfig.

Bei sehr ruhigem Schneefall in Bern wick die Raumladung in einem gedeckten Käfig, in den nicht die Schneeflocken, sondern nur etwa vorhandene Ionen gelangen konnten, nicht merklich von der normalen Raumladung bei wolkenlosem Wetter ab.

Raumladungsmessungen im Gebirge (1954 m), bei denen feine Schneeflocken in den oben offenen Käfig gelangten, ergaben bei Temperaturen von mehreren  $^{\circ}\text{C}$  unter 0 stets positive Werte, die das 5fache der „Schönwetterraumladung“ erreichen konnten. Bei Wind ist die Raumladung größer als bei Windstille; sie hängt auch mit der Menge und Art des fallenden Schnees zusammen.

Raumladungsmessungen im Gebirge bei Schneetreiben ergaben positive oder negative Werte, je nachdem die größeren Treibschneeteilchen vom Wind in den Meßkäfig geweht wurden oder die kleineren, leicht schwebenden negativen Teilchen im Käfig vorherrschten. Bei starken Windstößen erreichte die positive Raumladung das 13fache der „Schönwetterraumladung“.

Das Potentialgefälle wurde während Schneetreiben meist negativ, selten positiv gefunden.

Wird 1 kg Kohlensäureschnee im Innern eines Faraday-schen Käfigs mit warmem Wasser versetzt, so entsteht eine negative Raumladung von  $0,85 \text{ E. S. E./m}^3$ , was auf Mitreißen kleiner, fester  $\text{CO}_2$ -Teilchen beim heftigen Verdampfen zurückgeführt wird.

Schwache Ausströmungen einer  $\text{CO}_2$ -Bombe im Faraday-schen Käfig kann schwache positive Raumladung bis  $1,3 \text{ E. S. E./m}^3$  erzeugen; starkes Ausströmen hat jedoch starke negative Raumladung von mehr als  $-6 \text{ E. S. E.}$  zur Folge.

Beim Herstellen von  $\text{CO}_2$ -Schnee im Dunkeln wurde beobachtet, daß der Schneesack leuchtete, dabei Funken und bis 10 cm lange Strahlenbüschel sprühte.

Ein elektrisches Leuchtphänomen kann beobachtet werden, wenn man trockenen Sand gegen Sandstein oder Metaacetaldehydpulver gegen ein Metaacetaldehydstück bläst.

Wird etwa 1 kg trockener Sand oder Gips mit Pulver in die Luft geschossen, so entsteht eine elektrische Staubwolke.

Die Versuche werden zur *Erklärung meteorologischer Erscheinungen* herangezogen: Flächenblitzartiges Leuchten in einer Straßenaubwolke hängt mit dem genannten Sand-Leuchtphänomen zusammen. Elektrisierung bei Rauhreifbildung und die Entstehung großer Schneeflocken erklärt sich aus den obigen Rauhreif-, Schnee- und Eisversuchen. Insbesondere wird die Elektrizität der Schneegewitter, bei Schnee-, Hagel- und Graupelfall sowie ein Teil der Elektrizität der Wärme- und Wirbelgewitter auf kontaktelektrische Wirkungen zwischen Eismolekülen zurückgeführt. Für Gewitter, bei denen auch flüssige Niederschläge fallen, werden andere Elektrizitätsquellen als mitwirkend angenommen.

(Eingegangen 5. Mai 1925.)



## 2. Röntgenographische Strukturuntersuchungen einiger Legierungen; von Alfred Sacklowski.<sup>1)</sup>

(Hierzu Tafel I.)

### I. Einleitung.

Die Metallegierungen sind bisher röntgenographisch noch wenig untersucht. Zwar liegen schon einige Arbeiten darüber vor, von denen die von M. Andrews<sup>2)</sup> wegen ihrer Vollständigkeit am bemerkenswertesten sind. Die übrigen Forscher haben weniger ganze Legierungsreihen (Kirchner<sup>3)</sup> Gold-Kupfer) als bestimmte Legierungen und Verbindungen untersucht (Kirchner<sup>3)</sup>: 75 Proz. Fe, 25 Proz. Ni; Bain<sup>4)</sup> CuZn; Cu<sub>2</sub>Sn; Becker und Ebert<sup>5)</sup>: Cu<sub>2</sub>Zn<sub>3</sub>; Al<sub>3</sub>Mg<sub>4</sub>; NiAl; Cu<sub>2</sub>Al; CuAl; Cu<sub>3</sub>Al; Ni<sub>6</sub>W).

Die röntgenographische Untersuchung der Struktur von Legierungen wird naturgemäß in Anlehnung an die Zustandsdiagramme geschehen. Wenn zwar das Zustandsdiagramm im allgemeinen über alle Eigenschaften des Systems, z. B. über das Vorhandensein von Mischkristallen, Verbindungen usw. Auskunft erteilt, so gibt es doch Fälle, in denen es versagt.

1) Anmerkung: Seit dem Abschlusse dieser Arbeit (gekürzte Greifswalder Dissertation, Prüfungstermin 13. II. 1924) sind mehrereröntgenspektroskopische Untersuchungen von Metallegierungen erschienen, in den Annalen selbst zwei: 1. Sven Holgersson und Ernst Sedström, Experimentelle Untersuchungen über die Gitterstruktur einiger Metalllegierungen. Ann. d. Phys. (4. F.) 75. S. 143. 1924 und H. Lange, Röntgenspektroskopische Untersuchung einiger Metallegierungen mittels der Methode von Seemann-Bohlin Ann. d. Phys. (4. F.) 76. S. 476. 1925. Die Verbesserung der Bohlin-Seemannschen Methode durch H. Lange ist sehr erheblich, vor allem in bezug auf die Ökonomie und Kürze der Belichtungszeit; aber auch in bezug auf die Genauigkeit, so daß der von Lange angegebene Wert der Gitterkonstanten des Ni ( $a = 3,518 \text{ \AA}$ ) gegenüber dem von Sacklowski ( $a = 3,54 \text{ \AA}$ ) der richtigere sein dürfte. F. Krüger.

2) M. Andrews, Phys. Rev. 17. S. 261. 1921.

3) F. Kirchner, Ann. d. Phys. 69. S. 59. 1922.

4) Bain, Chem. and Metall. Engineering 28. S. 21, 63. 1923.

5) K. Becker und F. Ebert, Zeitschr. f. Phys. 16. S. 165. 1923.

Annalen der Physik. IV. Folge. 77.

Dann hat die röntgenographische Untersuchung zu entscheiden. Aber auch in weniger zweifelhaften Fällen ist eine Bestätigung der als richtig angesehenen Ansicht durchaus erwünscht. Es ist daher bei jeder Gelegenheit auf den röntgenographischen Beweis einer jetzt schon als richtig anerkannten, aber früher anders geäußerten Annahme hingewiesen worden.

Solche röntgenographischen Strukturanalysen von Legierungen sind dann besonders wertvoll, wenn sie die ganze Legierungsreihe umfassen, wenn also systematisch recht viele Punkte des Zustandsdiagrammes bestimmt werden. Es sind daher in der vorliegenden Arbeit neben einigen Legierungen bestimmter Zusammensetzung vor allem vollständige Legierungsreihen untersucht worden.

Bei einer Untersuchung von Legierungen wird die Aufmerksamkeit besonders auf zwei Gebiete gelenkt: das der Mischkristalle und das der Verbindungen. Durch genaue Erforschung der Zustandsdiagramme ist das Vorhandensein von Mischkristallen, d. h. festen Lösungen der einen Komponente in der anderen, bei sehr vielen Systemen bekannt geworden. Von den Fällen, in denen sich die Mischkristalle über ein größeres Konzentrationsgebiet erstrecken, sind diejenigen natürlich am wichtigsten, bei denen dieses Gebiet das größtmögliche ist. Das sind die Systeme, die eine vollständige Mischbarkeit im festen Zustande besitzen. Bei ihnen können die Bedingungen der Mischbarkeit und anderer Erscheinungen am besten untersucht werden. Liegt ein solches System vor, so kann auf eine besondere Ähnlichkeit der Komponenten geschlossen werden. Tammann<sup>1)</sup> geht sogar so weit, das Vorhandensein einer kontinuierlichen Mischungsreihe als einen Beweis dafür zu betrachten, daß die reinen Komponenten isomorph sein müssen. Seitdem man aber durch die röntgenographischen Untersuchungen die Struktur fast aller Metalle festgestellt hat, ist dieser Schluß in seiner Allgemeingültigkeit nicht mehr aufrecht zu erhalten. Es gibt verschiedene Systeme, z. B. Cu-Mn, Au-Mn,  $\gamma$ -Fe-V u. a. m., die Tammanns Annahme widersprechen. Bei ihnen wäre eine röntgenographische Feststellung der Struktur in Abhängigkeit von der Konzentration besonders wichtig. Es handelt sich also ganz allgemein dabei um Beantwortung der Frage, wie die Mischbarkeit zu-

1) G. Tammann, Lehrbuch der Metallographie. 1922. S. 20.

stande kommt. Nach unseren bisherigen auf Röntgenuntersuchungen beruhenden Kenntnissen besitzen Mischkristalle stets ein einheitliches Gitter. Die Anordnung der Atome in ihnen kann entweder symmetrisch oder statistisch sein; d. h. die Atome liegen entweder geordnet, der Zusammensetzung genau entsprechend, oder aber sie liegen ungeordnet, nur in einem größeren Gebiet, die durch die Konzentration gegebenen Bedingungen erfüllend. Bis jetzt sind röntgenographisch nur Mischkristalle der zweiten Art festgestellt worden. Daß solche der ersten Art fehlen, nimmt weiter nicht Wunder; denn es dürfte praktisch ausgeschlossen sein, daß sich in einem Mischkristall mit z. B. gleicher Atomzahl von jeder Komponente die Atome genau abwechselnd lagern werden.

Besitzen die Komponenten eines Mischkristalls ein gleiches, nur der Größe nach verschiedenes Gitter, so ist der Atom-  
aufbau des Kristalls verständlich. Die Atome des einen Mischkristalls treten in das gleichartige Gitter des anderen ein und ändern dadurch nur dessen Größe. Die Änderung der Gitterkonstante ist proportional der Konzentration wie Vegard<sup>1)</sup> für die Mischkristalle des Systems KCl-KBr zuerst festgestellt hat und wie noch öfter bestätigt wurde. Die einzige gegen-  
teilige Ansicht stammt von Becker und Ebert.<sup>2)</sup> Diese untersuchten die Legierung mit 75 Proz. Cu und 25 Proz. Al, die bisher als die Verbindung  $\text{Cu}_3\text{Al}$  angesehen wurde, und bestimmten das Gitter als regulär mit einer Kantenlänge  $a = 3,47 \text{ \AA}$ . Da sie auf Grund ihrer Arbeit zu dem Schlusse kommen, daß diese Legierung keine Verbindung, sondern ein Mischkristall sei, so bestände hier ein Beispiel dafür, daß die Gitterkonstante des Mischkristalls kleiner ist als die kleinste der Komponenten. In diesem Falle scheint aber die Frage: Verbindung oder Mischkristall, noch nicht endgültig geklärt zu sein; vielmehr widerspricht die Tatsache der zu kleinen Gitterkonstanten unserer heutigen Ansicht nach der Annahme eines Mischkristalls. Es könnte allerdings der Fall möglich sein, daß das Vegardsche Additivitätsgesetz für metallische Mischkristalle keine Gültigkeit hat. Daher wurde in den vorliegenden Untersuchungen besonders darauf geachtet, aber kein Widerspruch zu obigem Gesetz gefunden.

1) L. Vegard, Zeitschr. f. Phys. 5, S. 21. 1921.

2) K. Becker und F. Ebert, a. a. O.

Sind die Komponenten einer Mischkristallreihe nicht isomorph, so gehen bis zu einer gewissen Konzentration die Atome der einen in das Gitter der anderen ein, während über diese Konzentration hinaus das Umgekehrte der Fall sein wird. Bei den wenigen, diesen Fällen entsprechenden Untersuchungen<sup>1)</sup> zeigt sich keine so scharfe Grenze, sondern ein Intervall, in dem beide Arten von Gittern, das der ersten Komponente in dem der zweiten und umgekehrt, vorkommen. Inwieweit hierbei Vegards Gesetz erfüllt ist — soweit man davon überhaupt reden kann — ist aus Andrews Arbeit, in der dieser Fall behandelt wird, nicht zu ersehen, da keinerlei Zahlenangabe über die Gitterkonstanten vorhanden sind. Leider war es mir nicht möglich, ein System dieser Art, z. B. das auch wegen seiner magnetischen Eigenschaften interessante System Mangan-Kupfer, zu Untersuchungszwecken zu erhalten; deshalb bleibt diese Art von Mischkristallen im folgenden unerwähnt.

Das andere wichtige Gebiet der röntgenographischen Strukturuntersuchung von Legierungen betrifft die Verbindungen der Metalle miteinander, die Metallide. Von den vielen bestehenden Verbindungen sind erst ungefähr zehn röntgenographisch untersucht, so daß das Fehlen irgendeiner Gesetzmäßigkeit durch den Mangel an geeignetem Beobachtungsmaterial zu erklären ist. Diese Arbeit will daher einen weiteren Beitrag hierzu liefern, um gleichzeitig auch die Regel von Bain<sup>2)</sup> auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Dieser hat auf Grund einiger Versuche den Satz aufgestellt, daß die Gitter der Metallverbindungen stets eine niedrigere Symmetrie aufweisen als sie die Gitter der Komponenten zeigen. Aber schon Becker und Ebert haben auf Ausnahmen aufmerksam gemacht, und im folgenden wird durch die Untersuchung der Verbindungen  $\text{PbMg}_2$  und  $\text{SnMg}_2$  erneut die allgemeine Gültigkeit obiger Regel widerlegt.

## II. Die röntgenographischen Untersuchungsmethoden, speziell die Methode Bohlín-Seemann.

Bei der Methode von M. v. Laue und der von W. H. und W. L. Bragg zur Bestimmung der Kristallstruktur mit Hilfe von Röntgenstrahlen benötigt man gut ausgebildete Kristalle.

1) M. Andrews, a. a. O.

2) Bain, a. a. O.

Debye und Scherrer<sup>1)</sup> und unabhängig von ihnen gleichzeitig Hull<sup>2)</sup> gaben dann eine Methode an, die auch die Untersuchung pulverförmigen Kristallmaterials ermöglichte. Dieser Methode, die bis heute die am meisten benutzte ist, und der Forschung viele Dienste geleistet hat, haften aber einige Nachteile an, die ihren Grund in der Dicke des benutzten Pulverstäbchens und in der Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen haben. Die Interferenzlinien erscheinen etwas unscharf und liegen nicht genau an der Stelle, an der sie sich befinden sollen. Auf diese Nachteile haben Bijl und Kolkmeier<sup>3)</sup> wie auch Hadding<sup>4)</sup> hingewiesen und auch gleichzeitig eine Korrektionsvorschrift angegeben, um sie nach Möglichkeit auszuschalten. Seemann<sup>5)</sup> und Bohlin<sup>6)</sup> erdachten daraufhin, unabhängig voneinander, eine Methode, die frei von diesen Mängeln ist. Bei ihr spielt die Dicke des benutzten Pulvers keine Rolle; auch die Eindringungstiefe der Röntgenstrahlen hat keinen störenden Einfluß. Während sich Seemann auf die Angabe der Idee beschränkte und sich außerdem von seiner Methode nicht viel versprach, gelang es Bohlin, sehr schöne Ergebnisse zu erzielen und die Struktur von mehreren Metallen festzustellen. Trotz dieser Erfolge ist diese Methode bis zum Beginn der vorliegenden Arbeit<sup>7)</sup> nicht mehr benutzt worden. Sie sollte daher, nachdem sie ihre Brauchbarkeit schon bewiesen hatte, weiter erprobt werden. Es wird in dieser Arbeit deshalb für alle Untersuchungen nur die Bohlinsche Methode angewandt; sie sei daher mit wenigen Worten besprochen.

Seemann und Bohlin verlegen das reflektierende Pulver in denselben Zylindermantel, den der Film bildet, und lassen

1) P. Debye und P. Scherrer, Phys. Zeitschr. 17. S. 277. 1916; 18. S. 291. 1917.

2) A. Hull, Phys. Rev. 10. S. 661. 1917.

3) A. J. Bijl und N. H. Kolkmeier, Proc. Set. Acad. Amsterdam 21. S. 494, 501. 1919.

4) A. Hadding, Zentralbl. f. Mineralogie. S. 631. 1921.

5) H. Seemann, Ann. d. Phys. 59. S. 464. 1919.

6) H. Bohlin, Ann. d. Phys. 61. S. 421. 1920.

7) Im Herbst 1922 erschien in den Ann. d. Phys. (60. 1922) eine Veröffentlichung von F. Kirchner, der sich zum Teil die gleichen Ziele gesetzt hatte, als sie im folgenden entwickelt werden. Er benutzte ebenfalls die Methode Bohlin-Seemann und erzielte sehr schöne Ergebnisse. Auf seine Arbeit wird des öfteren hingewiesen werden.

die Röntgenstrahlen an einer ebenfalls im Zylindermantel liegenden Kante  $S$  eines engen Spaltes vorbeitreten. Nach einem einfachen Satz der Geometrie treffen alle unter demselben Winkel  $\vartheta$  von verschiedenen Stellen des Pulvers reflektierten Strahlen auf den Zylindermantel in einem Punkte zusammen. Die durch die endliche Breite des Spaltes divergent auf das Kristallpulver auftreffenden Röntgenstrahlen geben ebenfalls Interferenzmaxima, die aber nach der gleichen Seite hin liegen und die scharfe Abbildung der Kante  $S$  des Spaltes in  $B$  nicht beeinflussen. In demselben Sinne wirken die Röntgenstrahlen, die an tieferliegenden Kriställchen reflektiert werden. Es entsteht also auf dem Film ein mehr oder weniger breiter schwarzer Streifen, der aber auf alle Fälle eine scharfe Kante hat. Die Lage dieser Kante, durch die Länge des Bogens  $l$  vom Spalt  $S$  aus gegeben, bestimmt den für die weitere Rechnung maßgebenden Winkel  $\vartheta/2$  nach der Beziehung  $\frac{\vartheta}{2} = \frac{90^\circ}{2\pi R} l$ , wobei mit  $R$  der Radius der Kammer bezeichnet ist. Bei Winkeln über  $90^\circ$  wandert die scharfe Kante nach der anderen Seite; dadurch wird die Genauigkeit aber nicht beeinträchtigt.

Die Anwendbarkeit der Methode ist eine sehr große. Es konnte die Struktur regulär kristallisierter Körper, die sich in einem einfachen Röntgenogramm äußert, ebenso bestimmt werden wie die anderer Kristallsysteme, die ein sehr linienreiches Spektrum geben. Die Gefahr, daß die unscharfe Seite eines Streifens die scharfe Kante eines benachbarten bedeckt und so der Messung und Auswertung entzieht, besteht natürlich, durch geeignete Verringerung der Spaltbreite läßt sich dieser Nachteil aber fast immer vermeiden. Das Gleiche gilt für die Untersuchungen von Legierungen, die ein mechanisches Gemenge (Eutektikum) enthalten. Auch hierbei sind stets viele Linien zu sehen. Der oben genannte Nachteil wiegt in diesen Fällen, in denen doch nur die Existenz der beiden Komponenten nachgewiesen werden soll, aber nicht so schwer als bei jenem, weil hier ja die einzelnen Spektren schon völlig bekannt sind und es daher für die Identifizierung gleichgültig ist, ob eine Linie einmal fehlt.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß die Methode von Bohlin auch dann anwendbar ist, wenn das zu untersuchende Material nicht in Form von Pulver, sondern von Blechen vorliegt. Da es nur auf Erfüllung der Bedingung,

daß die Kriställchen auf dem gleichen Zylindermantel wie Film und Spalt liegen, ankommt, muß ein in erforderlicher Weise gekrümmtes Blech ebenso fokussierend wirken wie das gepreßte Pulver. Die Versuche bestätigten diese Annahme auch. Die mit Blechen hergestellten Röntgenogramme sind ebenso zur Auswertung geeignet wie die von gepreßten Pulvern stammenden. Es ist durch diese Art der Untersuchung die Möglichkeit gegeben, mit sehr geringen Mengen eines Materials (Bruchteilen eines Gramms) auszukommen. Aber auch in dem Falle der Bestimmung des Einflusses der Wasserstoffbeladung auf das Gitter der Palladium-Silber-Mischkristalle hat sich dieser Vorteil der Methode nützlich gezeigt. Kirchner stellte ebenfalls die Benutzbarkeit von Blechen fest; er gebrauchte sie als Untergrund für elektrolytische Niederschläge, deren Struktur er bestimmte.

Für spezielle Untersuchungen, bei denen die Struktur irgendwelcher Körper in besonderen Zuständen, z. B. bei sehr hohen oder sehr tiefen Temperaturen bestimmt werden soll, ist die Anordnung des Materials in der Wandung der Kammer ungeeignet. In diesen Fällen wird daher besser die Methode nach Debye-Scherrer benutzt.<sup>1)</sup>

Ebenso wie bei den anderen Methoden kann man auch bei dieser mehrere Aufnahmen zu gleicher Zeit machen, indem man mehrere Kameras gleichzeitig belichtet. Man benutzt dazu eine gewöhnliche fertige Röntgenröhre, um die herum die Kammern aufgestellt werden. Die Röntgenstrahlung muß bei dieser Anordnung durch das Glas hindurch. Es ist erforderlich, die Spannung so hoch zu wählen, daß eine hinreichend große Intensität der Strahlung durch das Glas hindurchtritt. Arbeitet man nun hier mit einer Spannung von 18 KV., so ist die Anbringung besonderer Aluminiumfenster notwendig.

Zu den weiteren Vorzügen dieser Methode gehört die verhältnismäßig gute Ausnutzung der Röntgenröhrenenergie. Durch Vergleich mit den im hiesigen mineralogischen Institut gemachten Debye-Scherrer-Aufnahmen konnte ein erheblicher Unterschied in der Belichtungszeit bei gleicher Röhrenenergie festgestellt werden. Gleich gute Aufnahmen wurden nach der Bohlinschen Methode durch 50—75 Milliampere-

1) Vgl. die Bestimmung der Struktur der verschiedenen Eisenmodifikationen von A. Westgren, Zeitschr. f. phys. Chem. 98, S. 181. 1921.



stunden bei 15 KV. Spannung erhalten, während nach der anderen 100—200 Milliamperestunden bei 45 KV. Spannung nötig waren. Die Antikathode war in beiden Fällen die gleiche (Cu). Dieses Beispiel zeigt die bessere Ausnutzung der Energie sehr deutlich, die, wie es in dieser Arbeit auch geschah, durch die Möglichkeit, zwei Aufnahmen gleichzeitig zu machen, noch vergrößert wurde.

Die Genauigkeit der Methode Bohlin-Seemann läßt sich sehr steigern. Voraussetzung hierfür ist in erster Linie eine exakt gebaute Kammer, in der sich Film und gepreßtes Material sehr genau auf einem Zylindermantel befinden. Auch der Spalt muß der vorgeschriebenen Bedingung genügen. Wegen der Erhöhung der Genauigkeit sei besonders auf die Arbeit von Kirchner<sup>1)</sup> hingewiesen. Auch bei den hiesigen Versuchen wurde sie bis auf 0,2 Proz. gebracht. Eine Grenze ihrer Steigerung, oft auch eine Verminderung, ist aber durch das Material gegeben. Reine Kristalle mit einem einheitlichen Gitter sind naturgemäß besser geeignet als schlecht getemperte inhomogene Mischkristalle. Bei diesen kann die Genauigkeit erheblich sinken; im allgemeinen betrug sie bei den hier erwähnten Aufnahmen 0,25—0,8 Proz.

Neben diesen Vorteilen der Methode wurden aber auch Nachteile festgestellt. Da sich die reflektierende Substanz ebenso wie der Film auf einem Zylindermantel befindet, nehmen die Abstände der Linien des Films von ihr mit wachsendem Winkel ständig zu. Die Intensität der einzelnen Interferenzmaxima muß daher im gleichen Sinne abnehmen; d. h. für kleine Winkel erscheint sie zu groß, für große zu klein. Bei der Bestimmung der komplizierteren Strukturen kommt es nun sehr auf eine genaue Kenntnis der Intensitätsverhältnisse an. Eine auf Grund der Abmessungen der Kammer wohl durchzuführende Korrektur hat aber auch ihre Grenzen. Es ist nämlich nicht möglich, für die zu großen Winkeln gehörenden Linien Intensitätsunterschiede festzustellen; sie erscheinen alle gleich schwach. Durch die Korrektur würden sie daher alle gleich stark werden; die Unterschiede, die man gerade erhalten will, kommen also nicht zur Geltung.

Ein weiterer, weniger schwerwiegender Nachteil ist die Unmöglichkeit, mit dieser Methode Reflektionen unterhalb

1) F. Kirchner, a. a. O.



eines bestimmten, von den Dimensionen der Kammer abhängenden Winkels festzustellen. In Fig. 1 ist die Lage des Spaltes  $S$ , des Kristallpulvers  $KK'$  und des einen Endes des Films  $F$  dargestellt. Man erkennt ohne Schwierigkeit, daß Röntgenstrahlen, die unter einem sehr kleinen Winkel reflektiert werden, den Film nicht treffen können. Der kleinste noch vom Film registrierte Winkel  $\vartheta_0$  beträgt bei den hier benutzten Kammern etwa  $9-10^\circ$ . Wegen der für etwas größere Winkel immer noch fast streifenden Inzidenz der Röntgenstrahlen kommen für die praktische Auswertung nur Winkel von etwa  $12^\circ$  ab in Betracht. Ein direkter Schaden entsteht durch

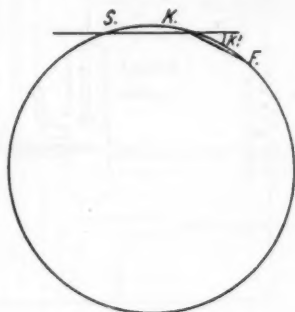


Fig. 1.

diese Erscheinung eigentlich nicht. Man erhält unter Umständen einen Ausschnitt aus dem Röntgenogramm. Für die Auswertung ist es aber besonders bei komplizierteren Strukturen viel bequemer, das ganze Röntgenogramm von den kleinsten Winkeln an zu kennen.

Die hier geschilderten Vor- und Nachteile dürften jedoch erkennen lassen, daß sich die Methode Bohlin-Seemann in vollstem Maße bewährt hat und eine ebenso große Verbreitung wie die anderen verdient.

### III. Die Versuchsanordnung.

Die Untersuchungen wurden mit einer Versuchsanordnung unternommen, die in Fig. 2 schematisch dargestellt ist: Die Bohlinischen Kammern, von denen gleichzeitig immer zwei

belichtet wurden, erhielten die notwendigen Röntgenstrahlen von einer Coolidgeöhre, deren Betriebsstrom einem an einen Wechselstromgenerator angeschlossenen Transformator entnommen wurde.

Die Röntgenröhre (Fig. 3) war eine besonders für diese Versuche konstruierte Coolidgeöhre. Sie bestand im wesentlichen aus einem 4 cm weiten, senkrecht aufgestellten Glas-

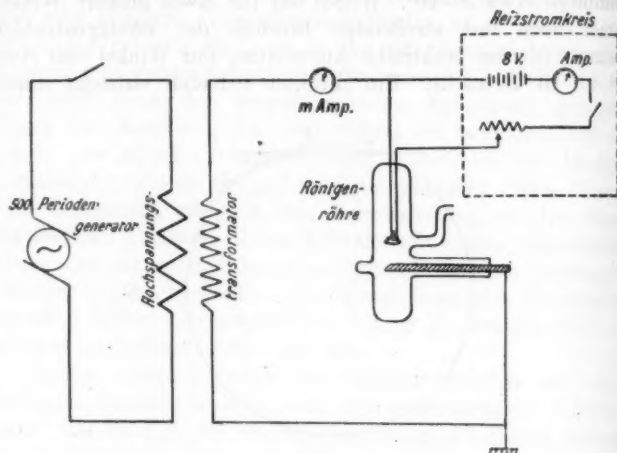


Fig. 2.

rohr, dessen oberes Ende die Kathode trug. In 3 cm Entfernung von dem unteren zugeschmolzenen Ende befand sich ein etwa 15 cm langer, rechtwinklig angebrachter Glasansatz, welcher der Zuführung der Antikathode diente. Diese, wie auch die Kathode waren des bequemen Auswechselns wegen durch Schliffe mit der eigentlichen Röntgenröhre verbunden, weshalb sie an entsprechenden Glasfassungen befestigt waren. Gegenüber dem Antikathodenrohr befanden sich, radial zum Hauptrohr stehend, zwei je 1,8 cm weite und 2 cm lange Ansätze, die miteinander einen Winkel von ungefähr  $60^\circ$  bildeten und als Austrittsöffnung für die Röntgenstrahlen dienten. Zu diesem Zwecke waren sie mit Messingkappen versehen, die auf einem  $4,3$  qmm großem rechteckigem Ausschnitt  $0,05$  mm dicke Aluminiumfolien trugen. Ein vierter Ansatz des Hauptrohres führte zur Pumpenanordnung.

Diese Röhre hat sich bei den vorliegenden Untersuchungen sehr gut bewährt. Neben geringen Kosten und leichter Herstellbarkeit bot sie den Vorteil, daß stets zwei Aufnahmen zu gleicher Zeit gemacht werden konnten, wodurch ein flottes Arbeiten ermöglicht wurde. Auch die an sie gestellten An-

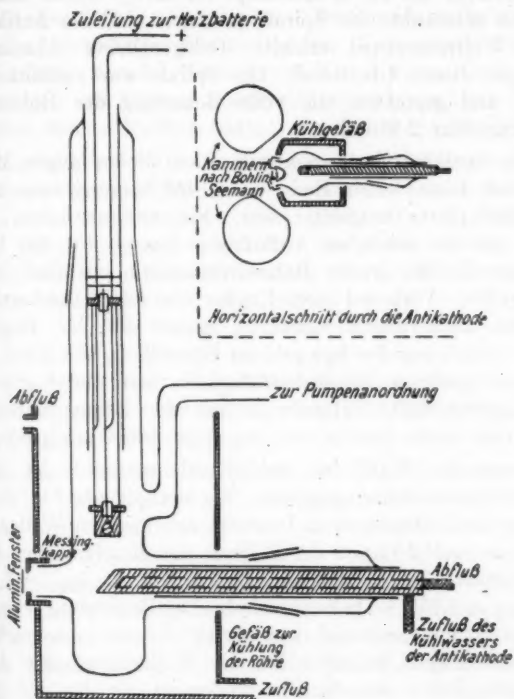


Fig. 3. Röntgenröhre.

forderungen (stundenlanger Betrieb bei 1 KW. Leistung) erfüllte sie ohne irgendwelche Schwierigkeiten.

Die Glühkathode war die bei der Siemens & Halske A.-G. auch für die technischen Röhren gebräuchliche und bestand aus einer Wolframspirale, die von einem durch kleine Eisenstangen gehaltenen Eisentopf umgeben war. Die Stromzuführungen waren durch Quarz isoliert. War die Spirale

unbrauchbar, so wurde der Kathodenschliff herausgenommen und in das eigentliche Kathodengerippe eine neue Spirale angelötet. Die Heizung geschah durch eine gegen Erde isoliert aufgestellte Akkumulatorenbatterie von 8 Volt. Durch eine Heizstromstärke von 4–5 Ampere konnte jeder verlangte Röhrenstrom bis zu 60 Milliamp. erreicht werden. Im Laufe der Zeit zerstäubte die Spirale etwas, so daß die Antikathode einen Wolframspiegel erhielt. Gelegentliches Abschmirlen beseitigte diesen Übelstand. Die Spirale war verhältnismäßig gasfrei und gestattete die volle Belastung der Röhre schon nach ungefähr 2 Stunden.

Die Antikathode bestand aus einem 35 cm langen Messingrohr, auf dessen eines Ende unter  $45^\circ$  Neigung eine Kupfer- oder Eisenplatte aufgelötet war. Ein zweites, innen befindliches und ein seitliches Abflußrohr dienten für die Wasserkühlung, die bei großer Röhrenstromstärke ziemlich intensiv sein mußte. Während sich Kupfer als Antikathodenmaterial bei allen Belastungen bewährte, zeigte sich bei Eisen eine starke Zerstörung des Spiegels im Brennfleck, die ihren Grund in dessen geringer Wärmeleitfähigkeit (fast nur  $\frac{1}{10}$  von der des Kupfers) hatte. Hierdurch war der Beanspruchung der Röhre eine obere Grenze von ungefähr 400 Watt gesetzt.

Durch die Wahl des Antikathodenmaterials ist die Art der Röntgenstrahlung gegeben. Sie enthält als für die Auswertung der Aufnahmen in Betracht kommenden Wellenlängen die der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Linien der K-Serie des Kupfers oder Eisens, deren Größen  $\lambda_{\text{Cu}\alpha} = 1,539 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_{\text{Cu}\beta} = 1,39 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_{\text{Fe}\alpha} = 1,932 \text{ \AA}$  und  $\lambda_{\text{Fe}\beta} = 1,753 \text{ \AA}$  bekannt sind. Die Benutzung von Eisen als Antikathodenmaterial war durch die zu untersuchenden Nickellegierungen bedingt. Da die Wellenlänge der Absorptionsbandenkante des Nickels größer ist als die der  $\beta$ -Linie des Kupfers, wird die Eigenstrahlung des Nickels erregt, welche den Film stark schwärzt und die durch die  $K\alpha$ -Linie erzeugten Interferenzmaxima fast vollständig verdeckt. Die Eisenstrahlung dagegen ruft beim Nickel keine Eigenstrahlung hervor; sie wurde deshalb trotz der durch das Eisen gegebenen Schwierigkeiten benutzt.

Das Evakuieren der Röhre geschah durch eine Pumpenanordnung, die aus einer Kapselpumpe als Vorpumpe, einer rotierenden Quecksilberpumpe nach Gaede als Mittelpumpe

und einer Diffusionspumpe bestand. Der Druck in der Röhre betrug während der Aufnahmen zwischen  $0,1 \cdot 10^{-4}$  und  $5 \cdot 10^{-4}$  mm Hg und wurde durch ein Vakuummeter nach MacLeod gemessen ( $1 \cdot 10^{-4}$  mm Hg = 4,5 mm Abstand des Meniskus vom Ende der Kapillare). Die Quecksilberdämpfe der Diffusionspumpe wurden durch Kühlung mit flüssiger Luft von der Röhre ferngehalten. Durch die örtlichen Verhältnisse, gleichzeitige Benutzung der Vorpumpen für eine andere Arbeit, war der Einbau von Vorratsvakua, besonderen Glasleitungen und Hähnen notwendig, was aber auf den Betrieb der Röhre keinen Einfluß hatte.

Zum Schutz der im Zimmer anwesenden Personen gegen Röntgenstrahlen war die Röhre von einem Kasten aus 1 mm starkem Bleiblech umgeben, der gleichzeitig als Kühlgefäß für die Röhre benutzt wurde und durch den ständig kaltes Wasser floß. Die Austrittsöffnungen für die Röntgenstrahlen und der Antikathodenansatz ragten durch entsprechende Öffnungen, die für Wasser gut abgedichtet waren, aus ihm heraus. Daß der Röntgenschutz vollkommen war, konnte durch Probeversuche mit photographischen Platten, die in verschieden großer Entfernung von der Röhre aufgestellt waren, bewiesen werden.

Die zum Betrieb der Röhre erforderliche Spannung bis zu 18 KV. lieferte ein kleiner Transformator von 800 Watt, der als Zündtransformator zu einer Radio-Silexapparatur gehörte. Sein Übersetzungsverhältnis von 1 : 75 verlangte eine Primärspannung von 240 Volt, die ein zu obiger Apparatur gehöriger 500-Periodengenerator von 6 KW.-Leistung erzeugte. Die Stromstärke des Hochspannungskreises, der wegen des aus der Wasserleitung entnommenen Kühlwassers an der Antikathode geerdet war, zeigte ein Amperemeter ( $\frac{10}{100}$  Milliamp. Endausschlag) an. Ihre Regulierung geschah durch Änderung des den Akkumulatoren des Heizkreises vorgeschalteten Widerstandes, die, da sich der Heizstromkreis unter Hochspannung befand, mittels einer langen Ebonitstange vorgenommen wurde. Dicht vor den Fenstern der Röntgenröhre standen die Kammern, die genau der von Bohlin angegebenen Form entsprachen. Der besseren Raumausnutzung wegen war die eine spiegelbildlich zur anderen gebaut worden. Das ergab auch eine bequeme Möglichkeit, die Films später stets voneinander ohne

weiteres zu unterscheiden. Die innen liegenden Films wurden nämlich an den Enden durch je eine kleine, von oben herabhängende Metallfeder festgehalten. Lagen die Films nun nebeneinander — das dem Spalt zugekehrte mehr geschwärzte Ende auf derselben Seite — so befanden sich die durch die Messingstreifen verursachten Schatten bei dem einen Film auf der oberen, bei dem anderen auf der unteren Seite. Diese sichere Unterscheidung war für die Ausmessung der Films wichtig.

Die Bedingungen, unter denen die einzelnen Aufnahmen gemacht wurden, waren je nach dem Zweck verschieden. Stets konstant war die Spannung bei Kupferantikathode 18 KV., bei Eisenantikathode 12—15 KV. Die Stromstärke und die Belichtungszeit wechselten dagegen häufig und hingen stark von der Spaltbreite ab. Kam es nur auf orientierende Versuche an, so wurde bei einem breiten Spalt von 0,5 mm mit ungefähr 25 Milliamp.-Stunden belichtet. Bei einem noch breiteren Spalt genügten sogar schon 10 Milliamp.-Stunden. Sollten dagegen sehr genaue Aufnahmen gemacht werden, so wurde der Spalt sehr eng (0,1 mm) genommen und die Belichtung auf 75 bis 100 Milliamp.-Stunden erhöht. Meistens wurde mit 20 bis 30 Milliamp. 2—3 Stunden lang exponiert. Bei Eisen als Antikathode betrug die Stromstärke zwecks Schonung des Materials höchstens 20 Milliamp.

Das Einrichten der Kammern geschah unter Benutzung eines kleinen Stückes Astralschirms, das in die Kammern an die Stelle der zu untersuchenden Substanz gelegt wurde. Die so gefundenen Stellungen wurden auf der Unterlage bezeichnet und durch kleine Nägel markiert. Damit konnten die Kammern auch im Dunkeln in die richtige Lage gebracht werden. Während der Aufnahmen waren sie zuerst mit einem innen schwarz ausgekleideten Karton, dann noch mit schwarzen Tüchern bedeckt. Es wurde daher auch nie eine Schädigung der Films durch irgendwelches eindringende Licht beobachtet. Zum Ausmessen des Films mußte eine, für jede Kammer bekannte Marke vorhanden sein. Diese war durch den Schatten eines ganz dicht auf dem Film liegenden, fest an der Kammer angebrachten Messingbleches gegeben. Nachdem die Lage dieser Marke durch Aufnahmen mit schon bekannten Substanzen einmal genau festgelegt war, machte das Ausmessen weiter keine Schwierigkeiten. Es wurden dann durch einen auf den

Film gelegten Glasmaßstab mit Millimetereinteilung nur die Abstände der scharfen Kante der Linien von der Marke bestimmt, was bis auf  $\frac{1}{10}$  mm genau vorgenommen werden konnte. Es erwies sich als praktisch, den Film auf eine von unten beleuchtete Mattscheibe zu legen. Durch Einstellen verschiedener Helligkeit der Beleuchtungsquelle konnte selbst die schwächste Linie zur Auswertung herangezogen werden.

Die Entwicklung der Films geschah mit Rodinal, mit Wasser auf 1 : 15 verdünnt, 5—10 Minuten lang. Ein Variieren dieser Zeit war notwendig, um möglichst auch die Probeaufnahmen zur Verwertung benutzen zu können. Die Films waren einseitig doppelt gegossene Röntgenfilms, die von der Agfa in der richtigen Größe (9 · 170 qmm) geliefert wurden.

Die Silber-Kupferlegierungen stammen von W. C. Heraeus-Hanau, die Blei-Magnesiumlegierungen stellte Herr Geh.-Rat Prof. Dr. G. Tammann-Göttingen<sup>1)</sup> zur Verfügung. Einige Blei-Magnesiumlegierungen sowie die Zinn-Magnesiumlegierungen ließ Herr Dr. G. Masing<sup>1)</sup> in der metallographischen Abteilung des physikalisch-chemischen Laboratoriums der Siemens & Halske A.-G. herstellen.

#### IV. Besprechung und Untersuchung der einzelnen Legierungen und Diskussion der Ergebnisse.

##### 1. Silber-Kupfer.

Die Legierungen Silber-Kupfer sollten als ein Beispiel für diesen Fall, daß die Zustandsdiagramme auf keine Verbindungen und Mischkristalle<sup>2)</sup> hinweisen, untersucht werden.

Das System Silber-Kupfer ist seit langer Zeit Gegenstand der Untersuchung gewesen. Als erster beschäftigte sich Levol<sup>3)</sup> mit ihm. Er stellte das Vorhandensein einer Verbindung  $\text{Ag}_3\text{Cu}_2$  fest. Osmond<sup>4)</sup> dagegen fand, daß sich aus Silber-Kupferlegierungen die genannte Verbindung nicht ausscheiden könne. Auf mikroskopischem Wege mit sehr starken Vergrößerungen

1) Beiden genannten Herren sei auch an dieser Stelle für ihr großes Entgegenkommen vielmals gedankt.

2) Von einer geringen, nur wenige Prozent betragenden Mischbarkeit kann hier abgesehen werden.

3) Levol, Ann. chim. et phys. 36. S. 193. 1852.

4) J. Osmond, Compt. rend. 124. S. 1094, 1234. 1897.



gelang es ihm, zu zeigen, daß Legierungen von der der Formel  $\text{Ag}_3\text{Cu}_2$  entsprechenden Zusammensetzung aus 2 Stoffen aufgebaut sind, welche eutektische Struktur zeigen. Außerdem untersuchte er die Löslichkeit der einen Komponente in der anderen. Mit Hilfe des Mikroskopes kam er zu dem Schluß, daß eine wechselseitige Löslichkeit im festen Zustande (d. h. Mischkristalle) bei Gehalten über 1 Proz. Kupfer bzw. Silber nicht mehr anzunehmen ist. Heycock und Neville<sup>1)</sup> stellten zum ersten Male das Zustandsdiagramm auf. Leider berücksichtigten sie hauptsächlich nur den Beginn der Erstarrung. Dadurch haben sie über das Vorhandensein von Mischkristallen keine Angaben machen können. Auch die Lage der eutektischen Horizontalen ist bei ihnen ungenau und unvollständig festgestellt worden, so daß ihr Diagramm keinen besonderen Wert besitzt.

Eine viel vollkommenere Arbeit lieferten Friedrich und Leroux<sup>2)</sup>; das von ihnen aufgestellte Zustandsdiagramm ist noch heute das maßgebende. Eine kleine Verbesserung brachten die Untersuchungen von v. Lepkowski<sup>3)</sup> und Kurnakow, Puschin und Senkowski<sup>4)</sup>, welche, teils durch stundenlanges Tempern, teils durch die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit, die Löslichkeit von Silber in Kupfer bis zu 3,6 Atomprozenten feststellten. Diese Kenntnis erklärt auch eine Ungenauigkeit der Friedrich-Leroux'schen Untersuchungen. Schon Bornemann<sup>5)</sup> hatte darauf hingewiesen, daß die eutektische Horizontale nach der Seite des Kupfers zu weit gezogen schien.

In dieser vollständigen Form sei das Diagramm (Fig. 4) im folgenden kurz erläutert. Es sind zwei Kristallarten zu unterscheiden. Die Kristallart I ist eine Mischkristallreihe von wenigen Prozenten Silber in Kupfer (bei 3,6 Proz. Ag ge-

1) Ch. Th. Heycock und F. H. Neville, Phil. Trans. 189. A. S. 25. 1897.

2) K. Friedrich und A. Leroux, Metallurgie 4. S. 297. 1907.

3) W. v. Lepkowski, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59. S. 289. 1908.

4) N. Kurnakow, N. Puschin und M. Senkowski, Journ. d. russ. phys. chem. Ges. 42. Chem. T. S. 733. 1910; Zeitschr. f. anorg. Chem. 68. S. 123. 1910.

5) K. Bornemann, Die binären Metallegierungen. W. Knapp, Halle 1909. Teil I.



sättigt).<sup>1)</sup> Kristallart II ist ebenfalls eine Mischkristallreihe von Kupfer in Silber (bei 9,7 Proz. Cu gesättigt,  $\alpha$ -Kristall). In dem Zwischengebiet sind beide Arten vorhanden. Bei 40 Proz. Cu liegt der eutektische Punkt.

Von dem Vorhandensein einer Verbindung  $Ag_3Cu_2$  ist nichts zu merken, da sich keine Andeutung eines Maximums der Erstarrungskurve findet. Damit ist Levols Ansicht,

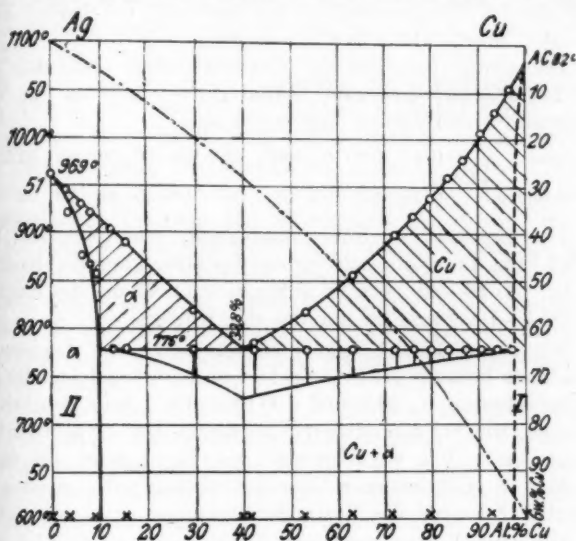


Fig. 4.

soweit die thermische und mikroskopische Untersuchung in Betracht kommen, widerlegt. Es sei schon hier vorweggenommen, daß die röntgenographischen Untersuchungen ebenfalls eine Widerlegung der Behauptung Levols ergeben haben.

In kristallographischer Hinsicht ist die Struktur der Komponenten bekannt. Beide besitzen ein flächenzentriertes, kubisches Gitter mit den Kanten  $a_{Cu} = 3,61 \text{ \AA.}^2)$  und  $a_{Ag} = 4,06 \text{ \AA.}^3)$  Es war also die Struktur der Mischkristalle

1) In der Figur nachträglich angedeutet und daher noch mit Cu bezeichnet.

2) W. L. Bragg, Phil. Mag. 28. S. 355. 1914.

3) L. Vegard, Phil. Mag. 31. S. 83. 1916.

und der Legierungen der Mischungslücke zu untersuchen. Von vornherein war klar, daß der eutektische Punkt in röntgenographischer Hinsicht keine besondere Bedeutung hat. Er gibt nur die Konzentration und Temperatur der bei Abkühlung am längsten flüssig bleibenden Schmelze an, die in fester Form allerdings ein charakteristisches Aussehen hat. Sie bleibt aber trotzdem ein mechanisches Gemisch der beiden Komponenten; muß also im Röntgenogramm das Spektrum der beiden Komponenten übereinander gelagert zeigen.

Die röntgenographischen Untersuchungen erstrecken sich auf Legierungen folgender Zusammensetzung, die in dem Diagramm durch Kreuze angegeben sind:

Atomproz.	} Cu	0	4	9,2	16	39,8	42,3	53	63	71	80	93,5	100
Gewichtsproz.		0	2,5	5,5	10,2	28	30	40	50	60	70	90	100

Das Ergebnis der Röntgenaufnahmen war folgendes: Von 0—9,2 Proz. Cu zeigte sich nur das Spektrogramm der Kristalle des Ag, von 16—80 Proz. Cu außer diesen noch das des Kupfers, von 93,5—100 Proz. Cu nur das des Kupfers.

Fig. 5 auf Tafel I zeigt drei, aus den zwölf Legierungsaufnahmen herausgegriffene Spektrogramme von folgender Zusammensetzung: 0, 39,8 und 100 Proz. Cu. Sehr deutlich ist zu sehen, wie bei der mittleren Aufnahme beide Spektren vorhanden sind. Wie ein Vergleich mit Fig. 4 zeigt, ist dieses Ergebnis in vollkommener Übereinstimmung mit den oben erläuterten Aussagen des Zustandsdiagramms.

Die von Levöl erwähnte Verbindung  $\text{Ag}_3\text{Cu}_2$  ist also durch die röntgenographische Untersuchung als nicht bestehend widerlegt, denn die mittlere Aufnahme in Fig. 5 mit 39,8 Atomproz. Cu, entsprechend der angeblichen Verbindung  $\text{Ag}_3\text{Cu}_2$ , zeigt keine Linien eines eigenen Spektrums, sondern das übereinander gelagerte der beiden Komponenten wie die anderen Spektrogramme von 16—80 Proz. Cu.

Die kleinen Gebiete der Mischkristallbildung von 0—9,7 und 96,4—100 Proz. Cu geben keine günstige Gelegenheit zu Untersuchungen über Mischkristalle. Dennoch wurde versucht, das Vegardsche Additivitätsgesetz auf seine Gültigkeit zu prüfen. In der Tab. 1 sind die nach dem Gesetz berechneten und die beobachteten Werte der Gitterkonstanten  $a$  für 5 Konzentrationen zusammengestellt.

Tabelle 1.

Atomprozent Cu	0	4	9,2	96,4	100
a (berechnet) . . .	4,06	4,04	4,017	3,62	3,61 Å.
a (beobachtet) . . .	4,06	4,05	4,03	3,61	3,61 Å.

Der berechnete Wert für 96,4 Proz. Cu, nämlich 3,62 Å., liegt dem des reinen Kupfers (3,61 Å.) sehr nahe. Trotzdem hätte er festgestellt werden können, denn die Abweichung von 0,01 Å. wäre noch bequem nachweisbar gewesen. Daß aber doch statt des für diese Legierung zu erwartenden Wertes von 3,62 Å. der des reinen Kupfers gefunden wurde, dafür ist die Art ihrer Herstellung verantwortlich zu machen, die nur eine Sättigung bis etwa 1 Proz. Ag statt bis 3,6 Proz. Ag geliefert haben dürfte; denn von Lepkowski hat nur durch stundenlanges Tempern den Silbergehalt bis zu 3,6 Proz. Ag treiben können. Im allgemeinen wird die oben erwähnte Beobachtung Osmonds zutreffen, das nicht über 1 Proz. Ag in Kupfer gelöst ist. Die dadurch bedingte Vergrößerung des Gitters ist aber zu gering (0,07 Proz.), als daß sie, durch die Inhomogenität der Mischkristalle verdeckt, noch nachgewiesen werden könnte.

Von den durch Lösung des Kupfers in Silber bis zu 9,2 Proz. Cu gebildeten Mischkristallen verlangt das Vegardsche Gesetz eine Gitterkonstante, die bis zu 1,1 Proz. von der des reinen Silbers abweicht. Die Tab. 1 gibt von zwei in diesem Gebiet liegenden Legierungen (4 und 9,2 Proz. Cu) die beobachteten Werte an, die sich in guter Übereinstimmung mit den berechneten befinden. Daß sie, hart an der Fehlergrenze liegend, beide etwas zu groß sind, entspricht den von Kirchner gemachten Beobachtungen an Kupfer-Goldmischkristallen und kann ebenfalls durch das größere Atomvolumen des Silbers begründet sein. Soweit also für das System Silber-Kupfer das Vegardsche Gesetz überhaupt in Betracht kommt, kann es als gültig angesehen werden.

Bei dieser Gelegenheit sei auch die Möglichkeit besprochen, durch röntgenographische Untersuchungen die Zusammensetzung einer Legierung, wie z. B. Silber-Kupfer quantitativ festzustellen. Es ist selbstverständlich, daß die auf dem Film befindlichen Linien eines Metalls eine um so größere Intensität besitzen, je mehr es in der Legierung vorhanden ist. Durch

Vergleich der Schwärzungen zweier entsprechenden Linien können dann Schlüsse auf die Konzentration gezogen werden. Die Intensitäten müssen aber vorher auf gleiche Bedingungen gebracht werden, da sie von dem Atomgewicht, dem reflektierenden Winkel  $\vartheta/2$  und dem Abstand der Linie von der Legierung abhängen. Eine große Genauigkeit wird man aber dadurch nicht erreichen können. Die Bestimmung des Hafniumgehaltes einiger Zirkonmineralien<sup>1)</sup> auf röntgenspektroskopischem Wege, die auch auf der Intensitätsvergleichung zweier Linien des Spektrums beruht, konnte deshalb so gute Ergebnisse<sup>2)</sup> erzielen, weil der Vergleich nicht zwischen Linien des Hafniums und des Zirkons, sondern zwischen denen des Hafniums und beigemengten Tantals gezogen wurde. Die Menge des zugegebenen Tantals, dessen Atomgewicht dem des Hafniums sehr nahe liegt, und dessen Linien sich daher dicht neben denen des Hafniums befinden, betrug 10 Proz., so daß der Intensitätsvergleich nur ein Verhältnis von 5:10 bzw. 2:10 feststellte. Bei röntgenographischen Untersuchungen von Legierungen kann diese Art, die Konzentration durch Beimengung eines anderen Metalles zu bestimmen, auch angewandt werden, dürfte aber doch nur geringe Erfolge erzielen.

## 2. Nickel-Kupfer.

Die Untersuchung des Systems Nickel-Kupfer wurde unternommen, um einen Überblick über die Struktur in Abhängigkeit von der Konzentration zu erhalten; dann aber auch, um einen event. Einblick in den Zusammenhang der magnetischen Eigenschaften mit der Kristallstruktur zu gewinnen.

Nickel und Kupfer bilden, wie von Gürtler und Tammann<sup>3)</sup>, Kurnakow und Zemczuzny<sup>4)</sup> und Tafel<sup>5)</sup> festgestellt wurde, eine lückenlose Reihe von Mischkristallen, wie aus dem Zustandsdiagramm in Fig. 6 ohne weiteres zu er-

1) Vgl. D. Coster, *Zeitschr. f. Elektrochemie* 29. S. 344. 1923.

2) Der Hafniumgehalt betrug 5 bzw. 2 Proz.

3) W. Gürtler und G. Tammann, *Zeitschr. f. anorg. Chem.* 52. S. 25. 1907.

4) N. S. Kurnakow und S. F. Zemczuzny, *Zeitschr. f. anorg. Chem.* 54. S. 151. 1907.

5) Tafel, *Metallurgie* 5. S. 348. 1908.

kennen ist. Früher schon hat Gautier<sup>1)</sup> den ganzen Verlauf der Schmelzkurve aufgenommen, sie aber als aus zwei Zweigen bestehend gefunden, die sich bei ungefähr 50 Proz. Cu schneiden<sup>2)</sup>, ein Resultat also, das die eben genannten späteren Messungen als falsch erwiesen. Das aus den Ergebnissen Gautiers gefolgerte Vorhandensein einer Verbindung CuNi wurde aber

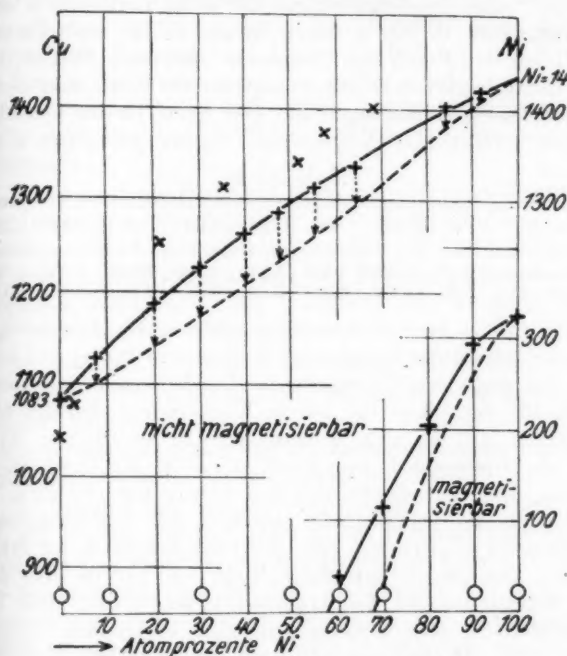


Fig. 6.

schon von Guillet<sup>3)</sup> durch seine Angaben über Mikrostruktur widerlegt. Alle neueren Untersuchungen, die eine lückenlose Mischbarkeit ergaben, decken sich vollkommen, so daß an

1) Gautier, Compt. rend. 123. S. 172. 1896; Bull. Soc. d'Encour.

(5) 1. S. 1310. 1896.

2) Die liegenden Kreuze in Fig. 6 geben die von Gautier bestimmte Schmelzkurve an.

3) Guillet, Etude industrielle des alliages metall., S. 1097.

dem Ergebnisse nicht zu zweifeln ist. Bei diesen Arbeiten fehlt auch jedes Anzeichen für eine Verbindung CuNi. Die vollständige Mischbarkeit im festen Zustande ist vom strukturetheoretischen Standpunkte aus durchaus verständlich. Beide Komponenten bilden dasselbe flächenzentrierte kubische Gitter mit fast gleichen Kantenlängen  $a_{\text{Cu}} = 3,61 \text{ \AA.}^1)$  und  $a_{\text{Ni}} = 3,54 \text{ \AA.}^2)$

Die Strukturuntersuchungen der sechs Legierungen, deren Konzentration in Fig. 6 durch kleine Kreise bezeichnet ist, bestätigen den durch das Diagramm gegebenen Befund. Aus dem Röntgenogramm ist auf ein einheitliches Gitter zu schließen, wie es Mischkristallen eigen ist. Die Werte für die Gitterkonstanten erfüllen das Vegardsche Gesetz gut. Tab. 2 gibt

Tabelle 2.

Proz. Ni	0	10	30	50	60	70	90	100
$a$ (berechnet)	3,61	3,603	3,589	3,575	3,568	3,561	3,545	3,540
$a$ (beobacht.)	3,61	3,605	3,595	3,58	3,57	3,56	3,535	3,54

einen Überblick über die Versuchsergebnisse. Die Abweichungen von den theoretisch berechneten Werten sind gering und liegen noch innerhalb der Fehlergrenzen. Die Unterschiede zwischen der Größe der Gitter der reinen Komponenten beträgt überhaupt nur  $0,07 \text{ \AA.}$ , d. h. 2 Proz., von 10 zu 10 Proz. Ni ist also ein Unterschied von  $0,007 \text{ \AA.}$ , d. h. 0,2 Proz. zu erwarten. Die Genauigkeit dagegen betrug  $0,2$ — $0,3$  Proz. Es liegen also die Unterschiede zwischen den Gitterkonstanten benachbarter Legierungen zum Teil noch innerhalb der Fehlergrenzen. Im ganzen betrachtet, stellt die Tabelle aber doch eine Bestätigung des Vegardschen Gesetzes dar. Das Vorhandensein der sehr unwahrscheinlichen Verbindung CuNi ist damit auch auf röntgenographischem Wege widerlegt.

Fig. 7 auf Taf. I zeigt vier Aufnahmen von Legierungen, welche die Änderung der Gitterkonstanten mit der Konzentration gut sichtbar machen. Mit zunehmendem Nickelgehalt wird die Gitterkonstante  $a$  kleiner, der Winkel  $\theta$  auf Grund der Gleichung  $n\lambda = 2d \sin \theta/2$  größer; die Streifen rücken also nach außen (rechts). Diese Änderung ist deutlich zu sehen, besonders an den weiter rechts liegenden Streifen.

1) W. L. Bragg, a. a. O.

2) A. Hull, Phys. Rev. 17. S. 580. 1921; H. Bohlin, a. a. O.

In das Zustandsdiagramm ist auch die Kurve des Übergangs in den magnetischen Zustand eingezeichnet, welchen die Legierungen beim Abkühlen erfahren. Bei Zimmertemperatur liegt sie zwischen 50 und 60 Proz. Ni. Wie aus der Tab. 2 hervorgeht, besteht zwischen den magnetisierbaren Legierungen (von 60—100 Proz. Ni) und den unmagnetisierbaren (von 0—50 Proz. Ni) kein anderer Unterschied als der durch das Vegardsche Gesetz bedingte. Das bedeutet also, daß die magnetischen Eigenschaften keinen Einfluß auf die Struktur der Kupfer-Nickellegierungen zu haben scheinen. Inwieweit diese Folgerung auch auf andere Legierungen ausgedehnt werden darf, kann man auf Grund dieses einen Beispiels nicht entscheiden.

Es sei an dieser Stelle auf einen merkwürdigen Zusammenhang zwischen Kristallstruktur und Magnetisierbarkeit hingewiesen. Durch mehrere Untersuchungen hat sich gezeigt, daß sich bei stark ferromagnetischen Körpern immer ein raumzentriertes kubisches Gitter vorfindet. Als Beispiele hierfür seien folgende Feststellungen genannt:

1. Das stark ferromagnetische Eisen ist raumzentriert.<sup>1)</sup>
2. Ein Nickelstahl (25 Proz. Ni) ist je nach Behandlung schwach paramagnetisch oder stark ferromagnetisch. Im ersten Zustand zeigt sich nur ein flächenzentriertes Gitter, im zweiten kommt noch ein raumzentriertes hinzu.<sup>2)</sup>
3. Dasselbe hat man bei zwei Häuslerschen Legierungen (Al, Mn, Cu) festgestellt.<sup>3)</sup> Das ist um so bemerkenswerter, da keine der Komponenten ein raumzentriertes Gitter bildet.

Es steht also fest, daß man bei Körpern mit stark ferromagnetischen Eigenschaften stets auch ein raumzentriertes Gitter gefunden hat. Beim Nickel ist aber von einem raumzentrierten Gitter nichts zu bemerken. Dafür, daß Nickel vielleicht doch auch ein raumzentriertes Gitter bilden kann, spricht das Ergebnis der ersten röntgenographischen Untersuchung von Hull.<sup>4)</sup> Dieser schrieb dem Nickel zuerst ein raumzentriertes Gitter zu, gab aber in einer späteren Ver-

1) A. Westgren, a. a. O.

2) F. Kirchner, a. a. O.

3) F. T. S. Young, Phil. Mag. 46. S. 291. 1923.

4) A. Hull, Phys. Rev. 10. S. 692. 1917.



öffentlichung<sup>1)</sup> das Gitter als flächenzentriert an, wie es Bohlin auch gefunden hatte. Er teilte noch mit, daß er „seine früheren Angaben nicht mehr nachprüfen könne, daß die raumzentrierte Form aber, falls sie bestehe, nicht unter gewöhnlichen Bedingungen der Herstellung erscheine“. Der raumzentrierte Anteil kann vielleicht so gering sein, daß er der röntgenographischen Untersuchung entgeht.

Inwieweit sich aus den genannten Tatsachen der Schluß ziehen läßt, daß jeder Ferromagnetismus mit einem raumzentrierten Gitter verbunden sein muß, ist nicht zu entscheiden. Dazu müßte noch weiteres Beobachtungsmaterial vorliegen.

### 3. Blei-Magnesium und Zinn-Magnesium.

Die Systeme Blei-Magnesium und Zinn-Magnesium wurden untersucht, weil sie keine Löslichkeit im festen Zustande zeigen, dafür aber je eine Verbindung ( $\text{PbMg}_2$  und  $\text{SnMg}_2$ ) aufweisen.

Die Aufstellung des Zustandsdiagramms von Blei-Magnesium geschah durch Grube<sup>2)</sup> und Kurnakow und Stepanow.<sup>3)</sup> Die Resultate beider Arbeiten stimmen sehr gut überein; doch ist die erste als die vollständigere allgemein maßgebend.<sup>4)</sup> Fig. 8 gibt über dieses System genauen Aufschluß. Es sind keine Anzeichen für das Vorhandensein von Mischkristallen sichtbar; die eutektischen Horizontalen sind in der theoretisch geforderten Länge beobachtet worden. Bei fast genau 66 Atomprozenten Mg befindet sich ein Maximum, das auf die Verbindung  $\text{PbMg}_2$  hindeutet. Diese Verbindung ist von Grube genau untersucht worden; sie zeichnet sich durch sehr große Angreifbarkeit durch Wasser aus. Schon die Feuchtigkeit der atmosphärischen Luft genügt, um sie in ein schwarzes Pulver ( $\text{PbO} \cdot 2\text{MgO}$ ,  $3\text{H}_2\text{O}$ ) zu verwandeln. Liegt die Verbindung in Pulverform vor, so genügen zu dieser Umsetzung schon 10–20 Minuten. Diese Eigenschaft der Verbindung beeinflusst auch das Verhalten aller übrigen Konzentrationen dieses Systems. Alle Legierungen, die  $\text{PbMg}_2$  primär ausgeschieden enthalten, werden von Luftfeuchtigkeit leicht an-

1) A. Hull, Phys. Rev. 17. S. 580. 1921.

2) G. Grube, Zeitschr. f. anorg. Chem. 44. S. 117. 1905.

3) N. S. Kurnakow und N. J. Stepanow, Zeitschr. f. anorg. Chem. 46. S. 177. 1905.

4) S. K. Bornemann, a. a. O.

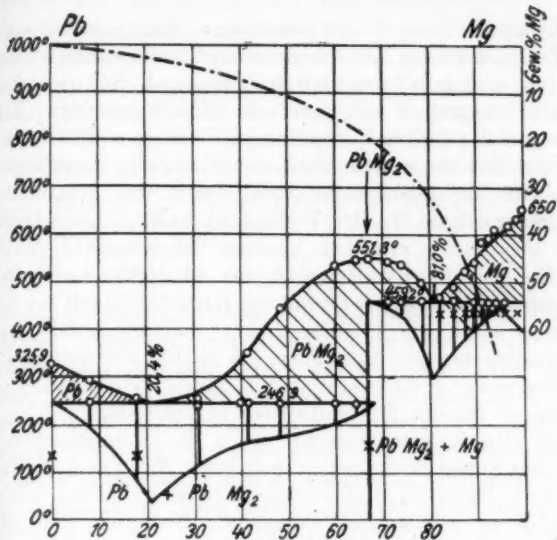


Fig. 8.

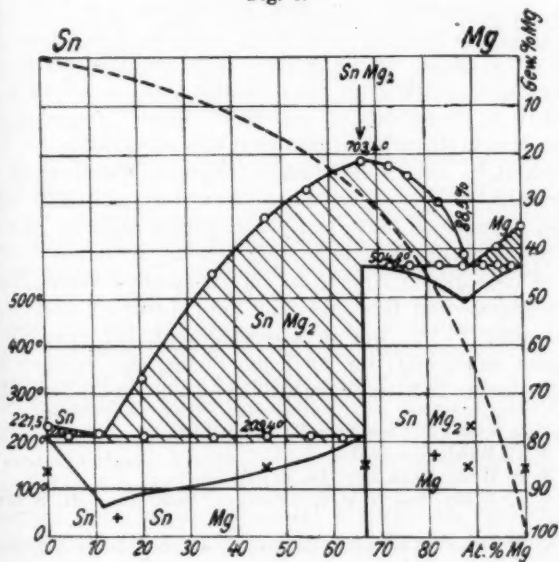


Fig. 9.

gegriffen; die übrigen sind beständiger, doch mußten sie stets im Exsikkator über Phosphorpentoxyd aufbewahrt werden.

Das ebenfalls von Kurnakow und Stepanow aufgestellte Diagramm des Systems Zinn-Magnesium (Fig. 9), ist wegen der nahen Verwandtschaft zwischen Blei und Zinn dem des Blei-Magnesium vollkommen analog. Es deutet auch keine Mischkristalle, dafür aber durch das Maximum bei 66 Atomprozenten Mg eine Verbindung  $\text{SnMg}_2$  an, die in diesem Falle sogar einen erheblich höheren Schmelzpunkt ( $795^\circ$ ) als die Komponenten besitzt. Sie ist ebenfalls durch Wasser zersetzbar, doch reagiert sie mit der Luftfeuchtigkeit bei weitem nicht so stark wie  $\text{PbMg}_2$ . Daher erübrigten sich bei den röntgenographischen Aufnahmen die für die Verbindung  $\text{PbMg}_2$  erforderlichen besonderen, weiter unten besprochenen Vorrichtungen für die Trockenhaltung in der Luft.

In struktureller Hinsicht waren die Komponenten Blei, Magnesium und Zinn schon bekannt. Vegard<sup>1)</sup> hatte das Gitter des Bleies als ein flächenzentriertes, kubisches, mit einer Kantenlänge  $a = 4,91 \text{ \AA}$ . bestimmt. Bohlin<sup>2)</sup> und Hull<sup>3)</sup> fanden die Struktur des Magnesiums als ein hexagonales (dichteste Kugelpackung) mit den Konstanten  $a = 3,23 \text{ \AA}$ . und  $c = 5,24 \text{ \AA}$ . Vom Zinn kennt man zwei Modifikationen. Oberhalb  $20^\circ \text{ C}$  bildet es als weißes Zinn ein flächenzentriertes, tetragonales Gitter mit den Konstanten  $a = 5,83 \text{ \AA}$ . und  $c = 3,16 \text{ \AA}$ ., während es unterhalb dieser Temperatur als graues Zinn in einem flächenzentriert kubischen Gitter ( $a = 6,46 \text{ \AA}$ .) vorkommt.<sup>4)</sup> Die Verbindungen dagegen waren noch nicht untersucht worden. Von ihnen vermutet man, daß sie isomorph seien; doch hatte man dafür keinen anderen Beweis als ihre große chemische Ähnlichkeit, wie sie in ihrem Verhalten dem Wasser gegenüber und in der chemischen Verwandtschaft der Komponenten Blei und Zinn zum Ausdruck kommt. Die Verbindung  $\text{PbMg}_2$  war in kristallographischer Hinsicht vollkommen unbekannt; ihr Analogon  $\text{SnMg}_2$  war dagegen untersucht worden: P. Ssuschtschinski<sup>5)</sup> stellte es als kubisch fest.

1) L. Vegard, *Phil. Mag.* **32**, S. 65. 1916.

2) H. Bohlin, *a. a. O.*

3) A. Hull, *Phys. Rev.* **10**, S. 661. 1917.

4) A. J. Bijl und N. H. Kolkmeier, *Proc. Amst.* **21**, S. 494, 501. 1919.

5) P. Ssuschtschinski, *Zeitschr. f. Kristall.* **38**, S. 265. 1903.

Es war nun in röntgenographischer Hinsicht erstens durch Untersuchung möglichst vieler Legierungen verschiedener Konzentrationen die Aussagen des Zustandsdiagramms zu bestätigen und zweitens die Struktur der Verbindungen festzustellen. Daher wurden folgende Legierungen, die in den Zustandsdiagrammen durch Kreuze bezeichnet sind, untersucht:

0	2,5	19	35	40	45	50	55	65	75	80	90	100 Gew.-Proz.	} Mg von	
0	18,5	66,6	82	85	87,5	89,5	91	94	96	97	99,5	100 Atomproz.		} Pb-Mg
0	15	29,05	61	100 Gewichtsproz.										} Mg von Sn-Mg
0	46,5	66,5	88,5	100 Atomproz.										

Die Ergebnisse bestätigen die Richtigkeit der Zustandsdiagramme, indem die Films tatsächlich stets ein übereinander gelagertes Spektrum der beiden jeweils vorhandenen Komponenten zeigen. Auch die untersuchten eutektischen Punkte erweisen sich, wie zu erwarten war, als mechanische Gemenge. Von einer Wiedergabe der Aufnahmen wird abgesehen; einmal zeigen sie im Vergleich zu den Aufnahmen des Systems Silber-Kupfer nichts Neues; zum anderen sind sie wegen der großen Zahl von Linien und der verhältnismäßig großen Schwärzung des ganzen Films hierzu ungeeignet.

Ferner wurden durch die Versuche, die Strukturen der beiden Verbindungen festgestellt. Nachstehende Tabellen enthalten die aus den Filmen entnommenen Werte für  $l$ ,  $\theta/2$ ,  $\sin \theta/2$ , die dazugehörigen Indizes und die Werte der Gitterkonstanten  $a$ .

Fig. 10 auf Tafel I stellt von jeder Aufnahme eine Reproduktion dar.

Beide Verbindungen bilden ein kubisches, flächenzentriertes Gitter mit den Kantenlängen  $a_{\text{PbMg}_2} = 6,76 \text{ \AA}$ . (nach Berücksichtigung der auf S. 271 besprochenen Korrektur) und  $a_{\text{SnMg}_2} = 6,75 \text{ \AA}$ . Aus den Dichten ( $\text{PbMg}_2$ : 5,542;  $\text{SnMg}_2$ : 3,591) berechnen sie sich zu  $a_{\text{PbMg}_2} = 6,75 \text{ \AA}$ . und  $a_{\text{SnMg}_2} = 6,77 \text{ \AA}$ , was mit den beobachteten Werten gut übereinstimmt.

Auf Grund dieser Versuchsergebnisse kann zu der schon in der Einleitung erwähnten Regel von Bain Stellung genommen werden, nach der die Gitter der Metallverbindungen stets eine niedrigere Symmetrie als die der Komponenten aufweisen sollen. Auch die Verbindungen  $\text{PbMg}_2$  und  $\text{SnMg}_2$  können als Gegenbeweis betrachtet werden. Da Blei regulär, aber Magnesium hexagonal und Zinn in der bei höherer Tem-

Tabelle 3.

 $\text{PbMg}_2$ .

$l$	$\theta/2$	$\sin \theta/2$	$hkl$	$a$	Bemerkungen
31,6	11,25	0,195	111	6,84	Linie des Bleis
36,6	13,05	0,226	002	6,81	
39,6	14,1	0,2435	111( $\beta$ )	4,945	
43,9	15,6	0,269	111	4,955	
46,6	16,6	0,286	022( $\beta$ )	6,86	Linie des Bleis
50,6	18,03	0,310	002	4,96	
52,2	18,6	0,3185	022	6,84	
55,3	19,7	0,337	113( $\beta$ )	6,84	
61,6	21,9	0,373	113	6,845	
64,3	22,9	0,389	222	6,855	
74,3	26,5	0,446	133( $\beta$ )	6,79	
75,3	26,8	0,451	004	6,83	
82,9	29,5	0,492	133	6,825	
85,4	30,4	0,5065	024	6,80	
94,4	33,6	0,553	224	6,825	
101,0	36,0	0,588	{333}	6,805	
118,0	42,1	0,670	{115}	6,805	

Tabelle 4.

 $\text{SnMg}_2$ .

$l$	$\theta/2$	$\sin \theta/2$	$hkl$	$a$	Bemerkungen
32,4	11,55	0,2005	111	6,65	Linien liegen etwas schräg
37,2	13,27	0,229	002	6,72	
47,2	16,83	0,2895	022( $\beta$ )	6,79	
52,6	18,75	0,3215	022	6,77	
55,7	19,85	0,340	113( $\beta$ )	6,78	Linie sehr schlecht auszumessen
62,2	22,2	0,378	113	6,75	
64,2	22,9	0,389	222	6,85	
68,2	24,3	0,411	004( $\beta$ )	6,76	
76,1	27,1	0,456	004	6,75	
84,0	29,95	0,4995	133	6,72	
86,3	30,75	0,511	024	6,74	
90,8	32,35	0,535	{333}	6,75	
95,4	34,0	0,559	{115}	6,75	
102,3	36,5	0,595	224	6,73	
113,2	40,4	0,643	{333}	6,77	
119,3	42,55	0,676	{115}	6,75	
129,8	46,3	0,723	044	6,75	
135,8	48,4	0,759	135	6,74	
146,4	52,2	0,790	026	6,76	
152,9	54,5	0,815	226	6,75	
164,4	58,6	0,853	444	6,76	
171,4	61,1	0,875	155	6,76	

peratur beständigeren Form tetragonal kristallisieren, wäre für die Verbindungen eine dieser letzten Strukturen zu erwarten. Sie sind aber beide regulär. Um über die Struktur von Verbindungen auf Grund der ihrer Komponenten Voraussagen machen zu können, muß erst reicheres Material vorliegen.

Auch Becker und Ebert glauben, aus ihren Ergebnissen einen Schluß bezüglich der Metallverbindungen ziehen zu können; sie behaupten, daß sich die Metalloide durch kleine Elementarparallelepipede mit nur einem Molekül auszeichnen. Auch hier widersprechen obige Versuche ihrer Annahme; da zu jedem Parallelepiped vier Moleküle zählen. Desgleichen ist ihre Annahme, daß die Metallverbindungen „kleine“ Gitterkonstanten besitzen, unsicher, denn ein Würfel von der Kantenlänge  $a = 6,77 \text{ \AA}$ . ragt über den Durchschnitt der für Metalle gefundenen Kantenlängen hinaus.

Auf einige, durch die sehr schnell zerfallenden Legierungen hervorgerufene experimentelle Schwierigkeiten muß hier noch näher eingegangen werden. Bei der Methode Bohlin ist es bekanntlich notwendig, der zu untersuchenden Substanz eine ganz bestimmte, für die Kammer passende feste Form, in diesem Falle  $2 \cdot 15 \text{ qmm}$  Fläche bei beliebiger Dicke zu geben. Außerdem muß die Fläche — darauf beruht überhaupt diese Methode — eine gleiche Krümmung wie der Mantel der Kammer (s. Einleitung) besitzen. Auch in diesem Falle wurden die Legierungen erst gepulvert und dann in die gewünschte Form gepreßt. Durch äußerst schnelles Arbeiten ließ sich die dazu notwendige Zeit auf ein Minimum beschränken. Der körnige, spröde Block der Verbindung  $\text{PbMg}_2$  — diese und die sie primär ausgeschieden enthaltenden Legierungen kommen hierfür hauptsächlich in Betracht — wurde mit einer guten Stahlfeile bearbeitet und die abfallenden Späne, alle  $\frac{1}{2}$  Minuten in einem durch Phosphorpentoxyd trocken gehaltenen Exsikkator geschüttet. War eine genügend große Menge Pulver, etwa  $5\text{--}10 \text{ g}$  zusammen, so wurde es schnell in die Form geschüttet und hydraulisch auf  $100 \text{ Atmosphären}$  gepreßt. Das fertige Plättchen wurde dann sofort in die Kammer, die schon einen Film enthielt, eingesetzt.

Während der Aufnahmen, die mehrere Stunden dauerten, mußte auf das Sorgfältigste jede Feuchtigkeit von der Sub-

stanz ferngehalten werden. Dies geschah durch zwei Schalen mit Phosphorpentoxyd. Eine kleine wurde in die Kammer, deren Deckel besonders fest geschlossen wurde, hineingesetzt; die zweite, etwas größere, wurde dicht neben die Kammer, aber auch noch unter den schützenden Pappverschluß gestellt. Zu diesem Zwecke war es nötig, diese Aufnahmen mit nur einer Kammer zu machen. An Stelle der zweiten Kammer stand das soeben erwähnte Trockengefäß. Die Luftfeuchtigkeit wurde durch diese Vorsichtsmaßregeln so vollständig fern gehalten, daß das kleinere innere Trockengefäß nach vier Stunden noch immer reichlich ganz trockenes Phosphorpentoxyd enthielt. Trotzdem war das gepreßte Plättchen stets mehr oder minder zerfallen, oft hielt es nur ein bis eineinhalb Stunden im brauchbaren Zustande in seiner Lage fest. Es kam also bei diesen Aufnahmen sehr darauf an, in möglichst kurzer Zeit möglichst große Intensitäten in die Kammer zu schicken. Deshalb wurde die Röhre für diese Fälle mit rund 1 KW. (18 KV., 55 Milliamp.) betrieben. Von einer Verbreiterung des Spaltes, die auch eine kürzere Belichtungszeit gestattet hätte, wurde aber doch abgesehen; denn da viele Interferenzlinien zu erwarten waren, wären dann die auch breiter gewordenen Linien zum Teil ineinander übergegangen und hätten die Deutung sehr erschwert. Auf diese Weise gelang es, nach etwa sechs Versuchen mit einer Belichtungszeit von 2 Stunden eine gute, brauchbare Aufnahme zu erzielen.

Wegen dieser Schwierigkeiten wurde nach mehreren vergeblichen Versuchen von einer Untersuchung der zwischen 18,5 und 82 Atomprozenten Mg liegenden Legierungen, welche die Verbindung  $PbMg_2$  primär abgeschieden enthalten, abgesehen. Es genügte vollkommen, wenigstens eine gute Aufnahme der reinen Verbindung erhalten zu haben. Prinzipiell Neues hätten die anderen Aufnahmen auch nicht bringen können.

Die große Trockenheit in der Kammer hatte aber einen ungünstigen Einfluß auf die Filme. Diese warfen sich und zogen sich so zusammen, daß die Hauptbedingung der Bohlin'schen Methode, Film und Substanz auf einem Zylindermantel, nicht erfüllt und eine Auswertung der Linien, die dann auch sehr gekrümmt und unscharf waren, nicht möglich war. Durch besonders angebrachte Haltebänder aus Messing, die den Film



in seiner normalen vorschriftsmäßigen Lage festhielten, konnte dieser Fehler ausgeschaltet werden. Eine Verkürzung des Films war dagegen nicht zu verhindern und mußte durch besondere Versuche für die Berechnung der Struktur korrigiert werden. Ein trotzdem noch vorhandener kleiner Fehler von 0,88 Proz. wurde auf Grund der auf dem Film vorhandenen Linien des Bleies ausgeschaltet. Um scharfe Kanten der Linien zu erhalten, durfte sich der Film während der Aufnahme nicht verschieben; es mußte daher so lange mit dem Beginn der Aufnahme gewartet werden, bis der Film die durch die Trockenheit der Luft verursachte Verkürzung restlos vollzogen hatte. Es zeigte sich, daß eine halbe Stunde hierzu genügte. Diese Verzögerung im Beginn der eigentlichen Aufnahme wirkte natürlich wiederum günstig im Sinne des Zerfalls der Verbindung  $\text{PbMg}_2$ , durfte aber nicht erheblich unterschritten werden. Wie schon erwähnt, waren die beschriebenen Vorsichtsmaßregeln bei Untersuchungen der Verbindung  $\text{SnMg}_2$  nicht notwendig; vielmehr genügte zum Schutz vor Luftfeuchtigkeit ein kleines Schälchen mit einigen Körnern Calciumchlorid vollkommen.

#### IV. Zusammenfassung und Schluß.

1. Es wurde die Methode Bohlin-Seemann zu Strukturuntersuchungen von Legierungen angewandt und ihre Vorzüge und Nachteile gegenüber anderen Methoden festgestellt.

2. Durch Untersuchung der Legierungen Silber-Kupfer, Blei-Magnesium, Zinn-Magnesium und Kupfer-Nickel wurden die Aussagen der Zustandsdiagramme bestätigt; die von einigen Forschern gefundenen Verbindungen  $\text{Ag}_3\text{Cu}_2$  und  $\text{NiCu}$  wurden als nicht bestehend festgestellt.

3. Das Vegardsche Additivitätsgesetz, die Gitterkonstanten von Mischkristallen betreffend, wurde für die Systeme Silber-Kupfer und Kupfer-Nickel gültig gefunden.

4. Es wurde die Struktur der Verbindungen  $\text{PbMg}_2$  und  $\text{SnMg}_2$  als regulär flächenzentriert festgestellt und dadurch Bains Regel, nach der die Gitter der Metallverbindungen stets eine niedrigere Symmetrie als die der Komponenten aufweisen sollen, als nicht allgemein gültig widerlegt.

Die vorliegende Arbeit wurde von April 1921 bis November 1923 im hiesigen Physikalischen Institut ausgeführt.

Ich möchte nicht verfehlen, auch an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. F. Krüger, für die Anregung zu dieser Arbeit und die unermüdliche Unterstützung in ihrem Verlauf meinen ergebensten Dank zu sagen. Die Hrn. Privatdozent Dr. O. Reinkober und Dr. O. von Auwers haben für meine Arbeit viel Interesse gehabt. Für ihre Förderung durch Rat und Tat danke ich ihnen ebenfalls.

Die benutzte Radio-Silex-Apparatur ist aus Mitteln der Notgemeinschaft, die Herrn Professor Krüger bewilligt waren, angeschafft.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Mai 1925.)

**3. Prüfung von D-Leuchten, das von einem  
nahezu parallelen Elektronenbündel angeregt ist,  
auf Polarisation;  
von W. Kossel und C. Gerthsen.**

**A. Fragestellung.**

Von der Lichterregung durch Elektronenstoß ist die energetische Seite, bei der man einfach mit den Termbeiträgen zu tun hat, wohl bekannt. Es fehlt aber jede nähere Kenntnis über die Art und den Ablauf des Vorganges, der die Energie von dem fremden auf das Atomelektron überträgt. Die Ausschaltung aller Vorgänge, die nicht in einer nach der Quantentheorie zulässigen Situation beider Elektronen endigen, scheint klassische Behandlung auszuschließen und die Entdeckung Ramsauers scheint unmittelbar am Schicksal fremder Elektronen zu zeigen, daß ihre Wechselwirkung mit den Atomelektronen anders ist, als man klassisch erwarten sollte. Um nun etwas Weiteres zu erfahren, haben wir uns die Frage gestellt, ob in der Emission, die einem ganz einfachen Anregungsvorgange folgt, irgendeine „Erinnerung“ an die Richtung vorhanden ist, aus der das stoßende Elektron kam, ob das von einem parallelen Elektronenbündel angeregte Licht eine merkliche Polarisation zeigt, deren Richtung von der Richtung des Bündels abhängt. Soweit uns bekannt ist, sind hierüber noch keine Versuche angestellt worden. Die bekannte Polarisation der Röntgenbremsstrahlung darf unmittelbar auf die Bewegung der fremden Elektronen selbst zurückgeführt werden; das Fehlen der Polarisation in der Eigenstrahlung der Antikathode betrifft einen verwickelten Prozeß, bei dem die Bewegung eines anderen Elektrons, als des unmittelbar „getroffenen“ und entfernten die Energie für die Ausstrahlung liefert. Am ehesten ist solche Erinnerung zu vermuten, wenn man lediglich ein Elektron durch den Stoß um eine Quantenstufe hebt und unmittelbar zurückfallen läßt: also bei der Anregung von Resonanzlinien. Wir wählten zunächst die D-Linie des Natriums. Im Ver-

gleich mit der Quecksilberlinie 2537 Å.-E. hat sie zwar die Nachteile verwickelterer Struktur und längerer Lebensdauer, aber die Vorzüge, daß man die Vorgänge stets sichtbar vor sich hat und in einem großen Spannungsbereich nur das Licht der einen gewollten Linie beobachtet. Aus der Tafel der Anregesspannungen in folgender Tabelle ist zu entnehmen, daß der einfache *D*-Anregungsvorgang über einen Bereich von mehr als 1 Volt allein bleibt. Die dann neu auftretenden Linien<sup>1)</sup> sind sämtlich unsichtbar (eingeklammert), erst 2 Volt über der Anregesspannung der *D*-Linie kommt anderes sichtbares Licht hinzu.

Volt	Term	Termfolgen	Wellenlängen
2,095	2p	2p → 1s	5890
3,16	2s	2s → 2p → 1s	(11404), 5890
3,59	3d	3d → 2p → 1s	(8196); 5890
3,72	3p	3p → 1s; 3p → 2s → 2p → 1s	(3902); (22057), (11404), 5890
4,09	3s	3s → 2p → 1s; 3s → 3p usw.	6161 usw.; (3,4 μ) usw.
4,24	4d	4d → 3p → 1s; 4d → 2p → 1s	(23361) usw.; 5688, 5890
4,25	4b	4b → 3d → 1s; 4b → 2p → 1s	(18459) usw.; 5676 usw., 5890
4,31	4p	4p → 1s; 4p → 2p → 1s	(2853); 5533, 5890
—	—	4p → 3s →	(5,43 μ) usw.
4,47	4s	4s → 2p → 1s	5154, 5890
5,56	5d	5d → 2p → 1s	4933, 5890
—	—	— — — — —	—
5,10	∞	Ablösung	—

Daß schon die einfachste Quantenvorschrift, nämlich die Plancksche Gleichung, die Energie und Frequenz verbindet, unter Umständen zu sehr bestimmten Polarisationsvorschriften führen kann, ist am Beispiel des quasielastisch isotrop gebundenen Elektrons leicht zu übersehen. Das zu einfacher harmonischer Schwingung fähige Elektron werde von einem fremden „angestoßen“. Das dabei wirksame Kraftgesetz bleibe offen, es werde aber angenommen, daß die Dauer der Energieübertragung kurz sei gegen die Schwingungsdauer, daß die übertragene Energie also noch am Ende des Stoßvorganges bis auf einen verschwindenden Bruchteil rein kinetisch sei und daß Energie und Impuls erhalten bleibe. Es heiße:

die Anfangsgeschwindigkeit des stoßenden  $v$ ,

die Endgeschwindigkeit des gestoßenen  $u$ ,

der Winkel zwischen  $u$  und  $v$  ( $uv$ ) =  $\vartheta$ .

1) Es sind der Sicherheit halber auch Übergänge notiert, die nur in fremden Feldern stattfinden ( $np \rightarrow mp$ ); von Doppelniveaus ist nur ein Vertreter angeführt.

Dann gilt, da die Massen der beiden am Stoß teilnehmenden Massenpunkte gleich sind:  $u = v \cos \vartheta$ . Das getroffene Elektron (das nach den obigen Annahmen am Ende des Stoßvorgangs erst um einen verschwindend kleinen Bruchteil der Amplitude aus seiner Ruhelage gerückt ist) schwinde nun in der Richtung der ihm erteilten Geschwindigkeit  $u$  aus.

Unter so bestimmten Annahmen ist also die Schwingungsrichtung des Oszillators fest mit dem Verhältnis der von ihm übernommenen Energie (die  $T_2$  heiße) zu der lebendigen Kraft des heranfliegenden Teilchens ( $T_1$ ) gegeben. Benutzen wir ein Elektronenbündel einheitlicher Geschwindigkeit, also einheitlichen  $T_1$ , um auf gebundene Elektronen zu schießen, die nur bestimmte einheitliche Energiebeträge  $T_2$ , nämlich das einer allein anregbaren Frequenz  $\nu$  zukommende  $h\nu$ , aufnehmen, den Rest aber dem stoßenden Elektron lassen, so sind nur Schwingungen möglich, die mit der Flugrichtung  $v$  einen ganz bestimmten Winkel  $\vartheta$  einschließen, der durch

$$\cos^2 \vartheta = \frac{h\nu}{T_1} = \frac{1}{\beta}$$

gegeben ist. Für die charakteristische Variable des Versuchs, das Verhältnis der gegebenen zur Anregungsenergie, werde die Abkürzung  $\beta = \frac{T_1}{h\nu}$  benutzt.

Man würde für diesen primitiven Mechanismus also folgendes Bild erhalten: Erreicht  $T_1$  gerade den Wert  $h\nu$ , ist also  $\beta = 1$ , so muß  $T_1$  ganz an das gestoßene Elektron abgegeben werden. Das ist nur bei zentralem Stoß möglich: unmittelbar an der Anregengrenze sollte das Licht völlig so polarisiert sein, daß der elektrische Vektor der Flugrichtung des Elektronenstrahls parallel ist. Wächst  $\beta$  über 1, so wird ein Kreiskegel von Schwingungsrichtungen um die Flugrichtung möglich, dessen Öffnungswinkel mit  $T_1$  anwächst. Für den Grenzfall sehr hoher Geschwindigkeiten würden nur Stöße erlaubt sein, die das getroffene Teilchen quer zur Flugrichtung hinausschleudern. Indes kann dann die Emission der Resonanzlinie auf so viel verwickelten Wegen zustande kommen, daß dieser Grenzfall für die Beobachtung des einfachsten Vorganges nicht interessiert. Was aber in der Nähe der Anregungsgrenze beobachtet werden sollte, ist völlig bestimmt.

Ein senkrecht zur Flugrichtung blickender Beobachter wird bei Stößen, die in der zur Blickrichtung senkrechten Ebene verlaufen, ein Intensitätenverhältnis  $\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \frac{1}{\beta - 1}$  und einen

$$\text{Polarisationsgrad} \quad \alpha = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{2}{\beta} - 1$$

finden müssen. Für Stöße, deren Ebene gegen die Blickrichtung beliebig geneigt ist, kommen nur die senkrecht zur Blickrichtung stehenden Komponenten ins Spiel und die Mittelung ergibt:

$$\alpha = \frac{3 - \beta}{1 + \beta}.$$

Beim Verhältnis  $\beta = 1,5$ , etwa einer Anregung der bei 2 Volt ansprechenden *D*-Linie mit einem Elektronenstrahl von 3 Volt, sollte dieser einfachste Stoßmechanismus also einen Polarisationsgrad von 60 Proz. ergeben.

Ob ein solcher einfacher Vorgang von vornherein als wahrscheinlich gelten kann, soll hier nicht ausführlich besprochen werden; wir erinnern nur daran, daß bei der Dispersion trotz aller Möglichkeit formaler Angleichung an die extreme Quantentheorie eine ganz nahe Berührung mit dem Verhalten harmonischer Eigenschwingungen der Elektronen mit den Sprungfrequenzen gegeben ist und nach der Ramsauerschen Entdeckung die Wechselwirkung zwischen einem fliegenden und einem gebundenen Elektron durchaus noch nicht völlig bekannt ist. Bei Polarisationsfragen bleibt ja selbst im Gebiet der Zeemaneffekte nichts anderes übrig, als mitten zwischen den Sprungmannigfaltigkeiten an das Verhalten harmonischer Schwingungen zu erinnern, um Aussagen über die Feldrichtungen zu erhalten. Die Härte, die darin liegt, daß das getroffene Elektron nur auf Stoßvorgänge eingehen darf, die ihm die von der Quantentheorie vorgeschriebene Energie überliefern, tritt natürlich besonders hervor,

1) *Anm. b. d. Korr.* Wir fügen hinzu, daß auch bei Annahme Coulombscher Kräfte zwischen stoßendem und quasielastischem Elektron die Bedingungen dafür, daß das letztere als frei behandelt werden darf, bei den in diesen Versuchen vorliegenden Geschwindigkeiten und Eigenschwingungsdauern mit ziemlich guter Annäherung erfüllt sind. Vgl. für diese Bedingungen die mit quasielastischen Elektronen arbeitende Elektronenverlangsamungstheorie von Bohr (Phil. Mag. 25. 1914; M. v. Laue, Handbuch der Radiologie VI).

wenn daneben die Stöße, die wirklich stattfinden, in so einfacher Weise wie Vorgänge zwischen freien Teilchen behandelt werden. Wir führen also die obige Überlegung vor allem aus dem Grunde an, weil auf einem gänzlich unbekannten Gebiet zunächst die Folgen der einfachsten Vorstellung bedacht werden müssen, die allenfalls in Frage kommt. Das Ergebnis der Versuche spricht nun durchaus *gegen* diese primitive Vorstellung vom momentanen „Anschlagen“ einer quasielastischen Schwingung, bei dem die Quantenenergie übertragen wird: von der danach zu erwartenden recht beträchtlichen Polarisation ist nichts aufzufinden.

#### B. Versuchsanordnung.

Um das Rohr rasch und bequem öffnen und doch den Rohrteil, in dem der Na-Dampf beobachtet wurde, beliebig lange erhitzen zu können, wurde dem Rohr eine lange Form gegeben, so daß weit vom erhitzten Ende eine Kittung lag, nach deren Lösung alle Innenteile mit einem Griff herausgenommen werden konnten. An dem von Kühlwasser durchflossenen Kopfteil *W* (Fig. 1 a. f. S.), der in das obere Ende des 35 cm langen Glasrohres *R* eingekittet werden kann, sitzt das lange Tragerohr *T*, das an seinem unteren Ende die ganze Elektrodenanordnung trägt. Die elektrischen Zuleitungen liegen im Inneren von *T*, abgedichtet durch eine Siegellackfüllung, die durch eine in Höhe des Wassergefäßes liegende, von den Leitungen durchsetzte Siebplatte (in der Figur nur angedeutet sichtbar) gestützt ist. In der Fig. 1 geben a und b Vorder- und Seitenansicht der Elektrodenteile, für deren Anordnung die mechanische Festigkeit und Einstellbarkeit wichtig war. Die Elektronen aus der Glühkathode *K* (Platin, Wehneltsche Mischung von Ca, Sr, Ba), die von den starken Backen *BB* gehalten wird, werden durch eine Voranode *A*<sub>1</sub> weggezogen und mit Hilfe der zweiten Anode *A*<sub>2</sub> auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht. Sie durchlaufen damit das mit *A*<sub>2</sub> verbundene, mit zwei Innenblenden *b*<sub>1</sub>, *b*<sub>2</sub> versehene engere Rohr *C*, den Beobachtungszylinder, in dem sie durch das längliche Fenster *F* beobachtet werden. Zur Beurteilung der Dampfdichte des Na ist ein Thermoelement *Th* eingeführt. Mit der hier gegebenen Anordnung wurden die eigentlichen Prü-



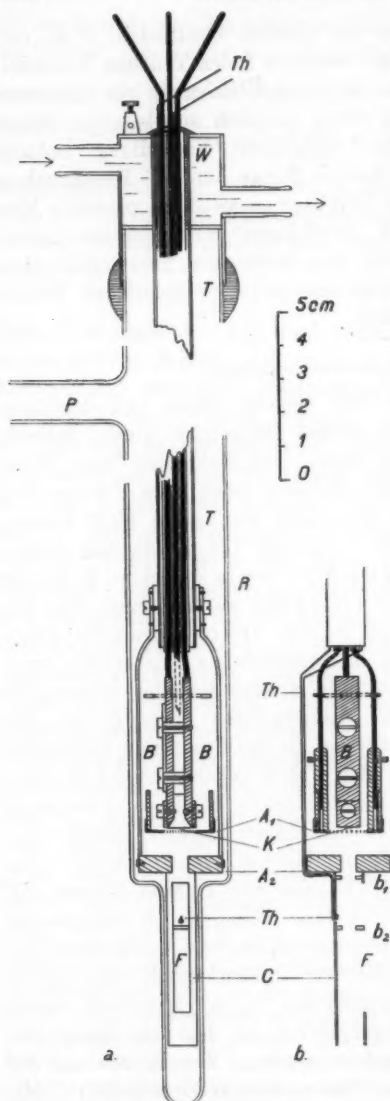


Fig. 1.

fungen auf Polarisation gemacht; einige der unten erwähnten Beobachtungen des schrittweisen Auftretens der Linien stammen von früheren Anordnungen, teils ohne Vorbeschleunigung und mit weiterem Beobachtungszylinder, die dann aus Rücksicht auf Intensität und das unten näher besprochene störende Auftreten der Volumresonanz verlassen wurden. Als sehr bequem erwies sich die Justierbarkeit der beiden Anoden, deren Einzelheiten aus der Figur zu erkennen sind. Die Einstellung wurde so in Quecksilberdampf von Zimmertemperatur verhältnismäßig rasch ausprobiert. Hr. Institutsmechanikermeister Schweder verdanken wir die zweckmäßige und besonders stabile Ausführung der ganzen Elektrodenanordnung. Das Rohr *R* war aus Jenaer Glas Nr. 59 III hergestellt, für dessen kostenlose Überlassung wir der Firma Schott & Gen. auch an dieser Stelle

unseren Dank sagen möchten. Das zuletzt verwendete Rohr ist mit den Ausheizperioden mehrere hundert Stunden in Betrieb gewesen, ohne eine Spur der Bräunung zu zeigen, die gewöhnliches Glas bei Berührung mit Natrium in kürzester Zeit aufweist. Am Pumpansatz *P* war unmittelbar ein während des Ausheizens und der Versuche in flüssige Luft tauchendes U-Rohr angeblasen. Jenseits folgte der Anschluß zum McLeod, sowie in den letzten Versuchen zwei parallel geschaltete Volmerpumpen, deren eine

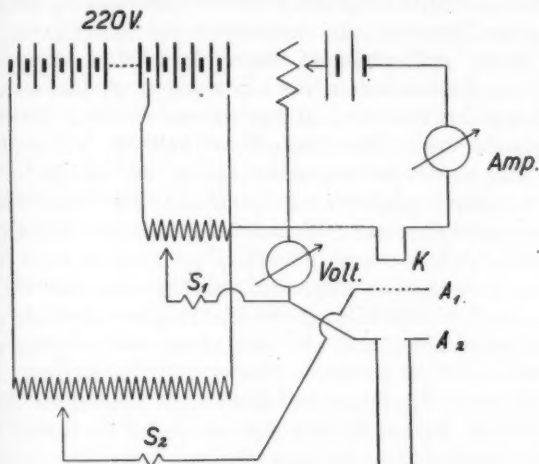


Fig. 2.

wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken. Die Schaltung für die Elektroden, die nichts ungewöhnliches enthielt, ist aus Fig. 2 zu entnehmen, *SS* sind Schutzwiderstände. In den endgültigen Versuchen wurde, um etwaigen Wirkungen der von Hanle<sup>1)</sup> aufgefundenen Art auf jeden Fall möglichst aus dem Wege zu gehen, das Erdfeld durch zwei Ringspulen von 42 cm Durchmesser auf  $\frac{1}{100}$  Gauß kompensiert. Es zeigte sich kein Einfluß auf die Polarisationsverhältnisse.

Das Natrium war mehrere Stunden unter Vorschaltung flüssiger Luft hin- und herdestilliert worden, wurde, nachdem der jeweilige Kathodenbelag im Quecksilberversuch auf richtige

1) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. 30. S. 93. 1924.

Lage und Ergiebigkeit geprüft war, dem abgeschmolzenen Vorratsgefäß entnommen, einige kleine Schnitze auf den Boden des Versuchsrohrs geworfen und dies sofort geschlossen und ausgepumpt. Störende Wirkungen der so an der Luft entstehenden Haut, die als leere Puppe am Boden liegen bleibt, waren nicht zu bemerken (unmittelbar aus den käuflichen Stücken geschnittenes Na, das bei einem Vorversuch verwendet werden sollte, ergab, von allen optischen Bedenken abgesehen, die unangenehmsten Störungen der Strahlausbildung durch Belegung der Elektroden aus den organischen Einschlüssen). Geheizt wurde anfänglich mit einem elektrischen Pumpenofen; eine kleine Bunsenflamme, die ein wenig vorgerückt stand, um Beschlagen des Fensters mit Natrium zu verhüten, erwies sich aber als das beste. Ein Glaszylinder hält die Wärme in der Höhe der Elektroden zusammen, einige in wenigen cm Abstand voneinander darüber angebrachte, das Rohr umschließende Deckel von Asbestpappe hindern den weiteren Aufstieg der erwärmten Luft längs des Rohres. Der untere Teil des Rohres kann so befriedigend ausgeheizt werden, ohne daß die (ganz außen angebrachte) Kittung des Rohrkopfes merklich störte. Die Gasentwicklung von Glas- und Metallwänden beim ersten Erhitzen läuft in gewohnter Weise ab; die Heizung wurde zunächst ganz allmählich gesteigert, um möglichst viel der von den Wänden frei werdenden Gase abfließen zu lassen, bevor das Natrium frei lag, dann die späteren Versuchstemperaturen (unter 220°) längere Zeit überschritten. Das anfängliche Leuchten der befreiten Gase pflegte nach etwa 8 Stunden auch im Gebiet der raschesten Strahlen unter der Voranode, wo dann zur Prüfung die Geschwindigkeit bis auf 220 Volt gebracht wurde, völlig verschwunden zu sein. Durch eine Reihe von Tagen wurde das U-Rohr in flüssiger Luft gehalten, das Hauptrohr während des Tages geheizt, von Zeit zu Zeit Strahlverlauf und Polarisation geprüft. Am McLeod herrschten Drucke um  $5 \cdot 10^{-6}$  mm. Nach einer solchen Reihe blieben die Tröpfchen des Natriumbeschlages im Beobachtungsraum noch tagelang (bis das Rohr zu neuem Versuch geöffnet wurde) vollkommen spiegelnd blank, ohne jede merkliche Trübung.

Zur Polarisationsbeobachtung diente eine Savartsche Platte mit Nicol, der ein geeichter Plattensatz vorgeschaltet

werden konnte. Bei ausreichender Helligkeit war ein Polarisationsgrad von 2 Proz. noch meßbar.

### C. Beobachtungen.

Ein völlig reiner Versuch müßte folgende Bedingungen erfüllen:

- a) Die Elektronen laufen parallel.
- b) Ihre Geschwindigkeit bleibt in dem Raum, aus dem man Licht auffängt, konstant.
- c) Nur das unmittelbar von Elektronenstößen angeregte Licht wird beobachtet.

a) Bei guter Justierung der Elektroden läuft der Strahl symmetrisch zur Rohrachse herab, das Erdfeld biegt ihn im untersten Teil etwas vom Beobachtungsfenster (Ostseite des Rohrs) nach hinten, so daß er im Glasteil unter dem Beobachtungsrohr *C* erst nach Einschalten des Kompensationsstromes voll erscheint. Aus dem wenig divergierenden Mittelteil der zwischen  $A_1$  und  $A_2$  laufenden Strahlen schneidet die erste Rohrblende  $b_1$  ein axial laufendes Bündel mit scharfen Rändern aus, von dem durch  $b_2$  nochmals der Mittelteil ausgeblendet wird. Hier unten wird beobachtet. Meist wurde der Strahl nach der Schärfe seiner Ränder beurteilt, die dabei eventuell durch Nähern eines schwachen Magneten in die Mitte geschoben wurden. Unter besonders günstigen Bedingungen gelang es auch noch nach 5 cm Strahlweg das Muster des in der ersten Anode befindlichen Siebes zu erkennen, dessen Lochmittelpunkte um 0,8 mm voneinander entfernt waren. Um es deutlich zu sehen, lenkt man das Strahlende unter dem Beobachtungszyylinder auf die Glaswand und blickt gegen die getroffene Stelle, so daß man am Ende des Strahls entlang sieht.

Daß bei den hiernach möglichen Divergenzen der Polarisationsgrad ( $\kappa$ ) nicht merklich gegen den des Parallelverlaufs ( $\kappa_0$ ) herabgesetzt wird, läßt sich übersehen, wenn man zunächst ein Bündel betrachtet, das in der zur Blickrichtung senkrechten Ebene divergent verläuft. Als Element dieses Bündels gelte ein Paar von sehr schmalen gleich starken Bündeln, die die Winkel  $+\vartheta$  und  $-\vartheta$  mit der Bündelachse einschließen. Durch Betrachtung der Schwingungskomponenten ergibt sich

$$\kappa_{\vartheta} = \kappa_0 \cos 2 \vartheta$$

(für  $\vartheta = 45^\circ$  ergibt sich sinngemäß  $\kappa = 0$ ; laufen die Bündel senkrecht zu einander, so ist keine Schwingungsrichtung mehr bevorzugt). Macht man nun die den Versuchsbedingungen gegenüber ungünstige Annahme, daß die stoßenden Elektronen gleichförmig über die Richtungen zwischen 0 und  $\vartheta$  verteilt seien, so folgt für den gemittelten Polarisationsgrad:

$$\kappa = \kappa_0 \cdot \frac{\sin 2 \vartheta}{2 \vartheta}.$$

Die Änderung des Polarisationsgrades gegen den des Parallelverlaufs bleibt also klein, solange der Öffnungswinkel in dem Bereich liegt, in dem die Abweichung zwischen Sinus und Bogen klein sind. Erst eine Bündelöffnung von  $65^\circ$  würde den Polarisationsgrad um 20 Proz. gegen den des Parallelfalls herabsetzen, also etwa statt 5 Proz. nur 4 Proz. erscheinen lassen. Da der räumliche Fall noch günstiger liegt, als der hier betrachtete ebene, ist von hier aus keine Verschleierung einer etwa vorhandenen Polarisierung zu fürchten.

Während streuende Wirkungen des Gas- und Dampfhalts auf den Strahl ganz zurücktraten, können Raumladungen und Oberflächenbeschaffenheit eine große Rolle für die Geometrie des Strahls spielen. Vermied man die ersteren durch Einhalten mäßiger Stromdichten, so blieb ein klar dem geometrisch vorgezeichneten Wege folgender Strahl noch einige Minuten bestehen, nachdem der Na-Dampf beim ersten Anheizen ins Beobachtungsrohr eingetreten war. Dann traten wechselnde Verhältnisse mit gänzlich schieferm oder diffusem Strahlverlauf auf; erst wenn das Natrium wenigstens den unteren Teil des Beobachtungsraumes innen völlig belegt hatte, konnte wieder ein regelmäßiges Bild zustande kommen. Ein quengerichtetes Feld von 2 Volt/cm würde einen 4-Volt-Strahl schon nach einem Weg von 1,6 cm aus der Rohrachse an die positivere Wandung gezogen haben; wir vermuten, daß die Voltadifferenzen zwischen dem frisch aufdestillierten, zunächst unregelmäßig verteilten, sehr elektropositiven Natrium und den blank vernickelten noch unbedeckten Wandflächen als genügende Ursache der anfänglichen Unregelmäßigkeiten im Verlauf dieser außerordentlich weichen Strahlen gelten können. Es sind auch dann, wenn an Raumladungswirkungen nicht gedacht werden kann, mitunter deutliche Geschwindigkeitsänderungen des Strahls innerhalb des

metallischen Beobachtungsrohres spektral zu bemerken, die ebenfalls auf die verschiedene Beschaffenheit der Wandflächen während der ersten Belegung zurückzugehen scheinen.

b) Die *Geschwindigkeit* der Strahlen am Beobachtungsort wurde ganz nach ihrem spektralen Verhalten beurteilt. In reinem Quecksilberdampf von Zimmertemperatur läßt sich mit etwas ausgeruhten Augen bequem im Spektralapparat verfolgen, wie die Linien des Sichtbaren, beginnend mit der grünen 5460, der Termordnung entsprechend mit wachsender Strahlgeschwindigkeit in verschiedenen Stadien auftreten. Bildet man die Gegend, in der die Strahlgeschwindigkeit sich mit dem Ort ändert, in unserer Anordnung den Raum zwischen  $A_1$  und  $A_2$ , auf den Spalt ab, wie es in der ersten Prüfung der Bohrschen Theorie durch Rau<sup>1)</sup> geschah, so ist leicht die größere Länge der zuerst angeregten Linie gegenüber den späteren wahrzunehmen. Ohne Zweifel lassen sich leicht Röhren herstellen, die dauernd zur Demonstration dieser Erscheinungen dienen können, indem man sie mit einem Tropfen Quecksilber versieht und nach gutem Ausheizen abschmilzt.<sup>2)</sup> Derlei Beobachtungen wurden sowohl in Quecksilber und Natrium wiederholt ausgeführt und bei den größeren Schritten nachgeprüft, daß die am Potentiometer abgelesenen Spannungsunterschiede für das Auftreten verschiedener Linien den quantentheoretisch zu erwartenden entsprachen.<sup>3)</sup> Diese Leuchtverhältnisse zeigen aufs

1) H. Rau, Ber. d. Phys. Med. Ges. Würzburg, Febr. 1914.

2) Über Demonstration an Edelgasen vgl. G. Hertz, Ztschr. f. Phys. 22. S. 18. 1924.

3) Wir achteten bei diesen Beobachtungen darauf, ob mit dem Auftreten „höherer“ Linien etwa auch die Intensität von  $D$  eine entsprechende Zunahme zeige. Dies sollte der Fall sein, wenn mit dem Ansprechen von Niveaus, von denen ein spontaner Übergang zu  $2p$  möglich ist, die Wahrscheinlichkeit für ein unmittelbares Anschlagen von  $2p$  unverändert bleibt. Führt aber ein Teil der Stöße, die unter der Anregungsspannung für  $3d$  auf  $2p$  heben würden, oberhalb der bezeichneten Spannung auf  $3d$ , so wird die Intensität von  $D$  nicht zunehmen. In einwandfreien Fällen konnten wir, wenn ein Schritt auf dem Potentiometer gemacht wurde, der die ersten sichtbaren Nebenserienlinien kräftig auftreten ließ, mit einfacher okularer Beobachtung ein entschiedenes Zunehmen von  $D$  nicht feststellen (gewisse Beobachtungen bei hohem Dampfdruck [240° C], bei denen sich ein solcher Zuwachs zeigte, bedürfen noch der Klärung).

bequemste an, ob etwa innerhalb des Beobachtungsraumes die Geschwindigkeit sich noch ändert; man gewahrt etwa bei Einstellung der Spannung in die Nähe des Auftretens von  $D$ , daß der Strahl im Raum unter der Mittelblende  $b_2$  bereits in  $D$ -Licht leuchtet, den oberen Teil des Beobachtungsraumes aber noch lichtlos durchfährt. Derartige Zustände, die sich während des ersten Eindestillierens des Natriums leicht einstellten, wurden für Polarisationsbeobachtungen nicht benutzt.<sup>1)</sup>

c) Das Ziel, möglichst rein das von den Elektronenstößen selbst herrührende Licht zu beobachten, wird durch die Resonanzeigenschaften der  $D$ -Linie gefährdet. Bei Temperaturen, bei denen der Druck des gesättigten Natriumdampfes über einige Tausendstel mm hinausgeht, wurde in dem zuerst verwendeten Rohr, bei dem der Beobachtungsraum die Weite des oberen Teils von  $R$  beibehielt, die Absorption und sekundäre Ausstrahlung in dem den Strahl umgebenden Raum so häufig, daß dieser selbst überhaupt nicht mehr zu unterscheiden war: sobald die  $D$ -Anregespannung überschritten wurde, erschien auch unter einer Blende der Dampfraum sofort in voller Breite von  $D$ -Licht erfüllt. Daß hieran nur Wiederausstrahlung schuld ist, der Elektronenstrahl selbst trotz der hohen Dichte des Dampfes ungestört seines Weges läuft, zeigt sich bei weiterem Steigern der Geschwindigkeit. Sobald die einander naheliegenden Anregespannungen der ersten sichtbaren Nebenserienlinien überschritten werden, wird in der gelben Masse der Strahl selbst in fahlem Licht, scharf von der Blende aus herablaufend sichtbar, da die Atome des umgebenden unangeregten Dampfes auf die Absorption dieser weiteren Linien nicht eingestellt sind. Außer der Demonstration des singulären Resonanzcharakters der  $D$ -Linie führt dieser Versuch vor Augen,

1) In den Vorversuchen mit Quecksilber trat mehrfach eine ganz regelmäßige Änderung der Geschwindigkeiten im Inneren des damals die volle Weite des oberen Rohrteiles besitzenden und durch zwei Innenblenden in drei Kammern unterteilten Rohres  $C$  auf, die auf die Ausbildung positiver Raumladungen in den einzelnen Kammern hindeutete, indem etwa der Durchtritt durch die Blenden dunkel, die anschließenden Stücke in dem klaren grünen Licht der Linie 5460, der Mittelteil des Strahls in jeder Kammer in dem fahlen Licht erschien, das bei Erregung noch „höherer“ Linien sichtbar wird, und bei Projektion auf den Spektroskopspalt die Linien dementsprechend in verschiedener Länge auftraten.



daß die freie Weglänge dieser langsamen Elektronen in Natriumdampf höher ist, als die von *D*-Lichtquanten.

Da es, wie schon im Eingang erwähnt, erwünscht war, mit einem möglichst einfachen Prozeß zu untersuchen, nur einen einfachen Übergang aus dem Grundzustand anzuregen, konnte die Verwendung einer Resonanzlinie nicht umgangen werden. Um das von den Stößen selbst erregte Licht möglichst herauszuholen, wurde das umgebende schädliche Volum möglichst verringert, indem das Rohr in der Beobachtungsgegend verengt wurde, wie die Figur zeigt. Arbeitet man außerdem in dünnem Dampf, so erhält man auch in *D*-Licht scharf abgezeichnete Strahlen, neben denen der Raum praktisch lichtlos erscheint. Freilich werden die Intensitäten dann recht gering, da man ja auch in der Stromdichte des Elektronenstrahls beschränkt ist, wenn man ein allzu grobes Auseinanderlaufen durch Raumladung vermeiden will.

Die Beobachtungen selbst, die stets mit gut ausgeruhten Augen ausgeführt wurden, ergaben nie eine Polarisation, die über den Betrag hinausging, der bei der betreffenden Helligkeit noch wahrgenommen werden konnte. Die Beiträge an polarisiertem Licht, die von Reflexion an den Kammerwänden herrührten, blieben sehr klein. Das von der Glühkathode aus durch mehrfache Reflexion hinabgelangte Licht war auch neben den schwächsten zur Beobachtung benutzten Strahlen kaum zu bemerken. Durch Überheizen der Kathode ohne Beschleunigung der Elektronen für sich sichtbar gemacht, zeigte es eine Polarisation von etwa 4 Proz., falls ein Beschlag von Na-Tröpfchen in der Kammer war; lagen die vertikalen Metallwände frei, so war keine Polarisation nachweisbar. Erzeugte man andererseits durch Steigern des Dampfdrucks und Erhöhen der Geschwindigkeit bis zum vollen Bogenspektrum möglichst helles Na-Licht im Beobachtungsraum, so zeigte sich eine Polarisation von etwa 2 Proz. Obwohl hier (im Gegensatz zum vorigen) der vertikale elektrische Vektor überwog, also der Sinn vorlag, den man bei Ausschwingen der Oszillatoren in der Strahlrichtung hätte erwarten müssen, ist es nach den Druck- und Geschwindigkeitsverhältnissen durchaus unwahrscheinlich, daß im Gasleuchten selbst eine Schwingungsrichtung bevorzugt war. Die Bedingungen waren ab-

sichtlich so gewählt, um eine etwaige Polarisation durch Reflexion des im Gasvolum erzeugten Lichtes an den Wänden für sich hervortreten zu lassen; wir schließen, daß der hierdurch erzeugte Polarisationsgrad sich unter den Beträgen hält, die bei den Helligkeiten des reinen Strahls überhaupt nachgewiesen werden konnten.

Im folgenden sind einige typische Beispiele von Beobachtungen bei verschiedenen Temperaturen gekürzt in Tabellenform vereinigt. Die vorletzte Spalte „ $\Delta V$ “ gibt in Volt den Überschuß der Strahlgeschwindigkeit über die Spannung, bei der die *D*-Linie auftauchte, die letzte Spalte „Empfindlichkeit“ den bei jedem Versuch mittels des Plattensatzes festgestellten Polarisationsgrad an, bei dem sich in dem verwendeten Licht noch Streifen wahrnehmen ließen, also die Grenze, unter der eine etwaige Polarisation des primären Lichtes geblieben ist.

Temperatur	Ansehen	$\Delta V$	Empfindlichkeit
240 °C	Zur Empfindlichkeitsprüfung ganz stark geheizt, sehr hell, diffuse aber noch deutliche Strahlgrenzen	} > 3	< 2 %
220 °	etwas weich erscheinende Strahlgrenze, daneben leichtes Resonanzlicht		
205 °	sehr scharf begrenzt, Resonanz sehr gering	} 0,8	6 %
185 °	gut definiert, nicht ganz frei von Resonanz		
170 °	gute Grenzen	} 0,7	5 %, 6 %
165 °	sehr dunkel; sehr scharf begrenzt; Messung über $b_2$		
150 °	sehr lichtschwach, guter Strahl	} 1,2	11 %
		$\leq 1$	8 %, 11 %

#### Zusammenfassung.

An reinem *D*-Licht, das von einem nahe parallelen Elektronenbündel erregt ist, ist keine Polarisation nachweisbar; im Leuchten ist also keine „Erinnerung“ an die Richtung zu finden, aus der das stoßende Elektron kam.

Kiel, Physikalisches Institut, April 1925.

(Eingegangen 1. Mai 1925.)

#### 4. *Über die Glimmentladung bei schnell wechselndem Feld;* *von Fritz Kirchner.*

Unter Glimmentladung verstehen wir eine selbständige elektrische Strömung durch ein verdünntes Gas, das dabei zum Leuchten angeregt wird. „Selbständig“ soll hier bedeuten: die Strömung wird durch Ladungsträger — Elektronen und Ionen — unterhalten, die nicht einer künstlichen Quelle entstammen (etwa einem Glühfaden oder der photoelektrischen Wirkung von außen kommenden Lichtes), sondern im Gase selbst gebildet werden müssen. Die Bildung der zur Glimmentladung notwendigen Ladungsträger ist aber nicht ein einheitlicher Prozeß, sondern die Summe einer ganzen Reihe von Einzelprozessen. Solche Prozesse sind: die Stoßionisierungswirkung von Elektronen und Ionen verschiedener Geschwindigkeit im Gas, die Ausbeute an Elektronen aus der mit verschiedenen schnellen Ionen bombardierten Kathode und die lichtelektrische Ausbeute an Elektronen im Gas und am Elektrodenmetall. Eine vollständige quantitative Erfassung der Vorgänge in der Glimmentladung ist bisher noch nicht gelungen. In qualitativer Beziehung wurde schon früh auf die Bedeutung der Elektronen als wahrscheinlich wesentlichste Ionisierungsquelle hingewiesen. Seitdem sich ergeben hatte, daß der sogen. normale Kathodenfall — d. i. der starke Potentialabfall an der Kathode — in weiten Grenzen von der Stromstärke und dem Druck unabhängig ist, konzentrierte sich das Interesse vorzugsweise auf diese Größe. Der normale Kathodenfall hängt vom Entladungsgas und vom Kathodenmaterial ab. Er liegt bei Schwermetallelektroden für die Edelgase zwischen 100 und 200 Volt, für  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $O_2$  und Luft zwischen 200 und 300 Volt. Praktisch ist der normale Kathodenfall annähernd gleich der Mindestspannung, die

an zwei Elektroden liegen muß, wenn zwischen den Elektroden gerade noch eine Glimmentladung unterhalten werden soll. (In diesem Falle ist nämlich der auf den übrigen Teil der Entladung kommende Potentialabfall klein gegenüber dem Kathodenfall.) Die Versuche, den Kathodenfall unmittelbar mit den Energiegrößen der Ionisierung von Gas bzw. Elektrodenmetall in Zusammenhang zu bringen, sind nicht gelungen. (Die Formeln für den Kathodenfall, in denen solche Atomenergiegrößen vorkommen, sind empirische Regeln, die zu angenäherten Werten führen.)<sup>1)</sup> Wir schließen uns der Auffassung von Holm an<sup>2)</sup>, nach der der Kathodenfall lediglich einen Gleichgewichtszustand charakterisiert zwischen der Zahl der auf die Kathode zu beschleunigten positiven Ionen und der durch ihren Aufprall auf die Kathode erzeugten (Sekundär-) Elektronen, die nun in den Entladungsraum hineineilen und ihrerseits neue positive Ionen bilden. Eine Stütze für diese Auffassung bildet die bekannte Tatsache, daß der Kathodenfall sinkt und unter Umständen ganz verschwindet, wenn die Kathode zu einer künstlichen Elektronenquelle gemacht wird.

Im folgenden sollen nun Versuche beschrieben werden, durch die gezeigt wird, daß auch ohne künstliche Elektronenquelle eine selbständige Entladung eingeleitet und aufrecht erhalten werden kann mit Potentialen, die, weit unter dem Kathodenfall liegend, sich der Ionisationsspannung des Füllgases nähern. Dazu ist nämlich nur notwendig, die Glimmentladung durch Wechselspannung sehr hoher Frequenz zu erregen. Im Gebiet niedriger Frequenzen ist die Zündspannung der Glimmentladung kürzlich von Mauz und Seeliger<sup>3)</sup> untersucht worden; die relativ kleinen Abweichungen von der „statischen“ Zündspannung, die in diesem Gebiet auftreten, sind von anderer Art als die hier zu beschreibenden — sie hängen mit der Existenz einer statistischen Verzögerungszeit zusammen, die vom Anlegen der Spannung bis zum Zünden verstreicht. Im Gebiet hoher Frequenzen liegt eine neuere Arbeit von Hulburt<sup>4)</sup> vor. Bei Elektrodenabständen von 5—30 mm und

1) Z. B. bei A. Günther-Schulze, *Ergebn. d. exakt. Naturw.* 8. S. 282. 1924.

2) R. Holm, *Phys. Zeitschr.* 16. S. 26. 1915.

3) E. Mauz u. R. Seeliger, *Phys. Zeitschr.* 25. S. 47. 1925.

4) E. O. Hulburt, *Phys. Rev.* 20. S. 127. 1922.

Drucken von 1—5 mm Hg werden in Wasserstoff, Sauerstoff und Luft die Zündspannungen gemessen für Frequenzen von  $9 \cdot 10^6$  bis  $4 \cdot 10^6$ . Das Resultat ist, daß die Zündspannungen in dem untersuchten Frequenzbereich genau die gleichen sind, wie bei Gleichspannung. (Nach den eigenen Versuchen hätte eine weitere Steigerung der Frequenz etwa auf das dreifache schon eine wesentliche Abweichung gebracht.) Nach Abschluß der Versuche, über die hier berichtet wird, wurden wir auf eine kurze Mitteilung von M. C. Gutton<sup>1)</sup> aufmerksam. Gutton untersuchte mit einem zylindrischen Glasrohr von 7,5 cm Länge mit außen aufgeklebtem Stanniolpapier als Elektroden die Zündspannungen in Luft bei Drucken zwischen 0,5 und 0,005 mm Hg und bei Frequenzen bis zu etwa  $2 \cdot 10^7$ . Als wesentliches Resultat der vorläufigen Versuche wird angegeben, daß von einer bestimmten „kritischen“ Frequenz an ( $1,2 \cdot 10^7$ ) die Zündspannung mit Verringerung des Druckes dauernd absinke, während unterhalb dieser Frequenz genau wie bei Gleichspannung die Zündspannung durch ein Minimum hindurchgeht und bei weiterer Verringerung des Druckes wieder stark ansteigt. Richtig an diesem Resultat ist, daß für hohe Frequenzen die Zündspannung noch niedrig ist bei Drucken, für die die statische Zündspannung schon sehr hoch liegt. Wären aber die Versuche auf noch niedrigere Drucke ausgedehnt worden, so würde natürlich auch die Zündspannung wieder stark angestiegen sein. Gegen die Methode, die Spannung der Schwingung mit Hilfe eines kleinen Quadrantelektrometers zu messen, ist einzuwenden, daß die Ströme bei den verwendeten schnellen Schwingungen nicht quasistationär sind und infolgedessen die Angaben des Elektrometers nicht eindeutig die zu messende Spannung liefern, sondern von dem Verhältnis der Kapazitäten von Elektroden und Elektrometer abhängen. Außerdem ist die Berechnung der gesuchten Scheitelspannung aus dem mit dem Elektrometer gemessenen Mittelwert nur dann statthaft, wenn die Schwingung sinusförmig ist. Eine Erklärung der Beobachtungen wird von Gutton nicht gegeben.

Zu den eigenen Versuchen wurde die Spannung an den Glimmelektroden aus der Ablenkung eines fein ausgeblendeten Hilfskathodenstrahls ermittelt. Dieser Hilfskathodenstrahl konnte natürlich nicht durch die Glimmentladung selbst

1) M. C. Gutton, Compt. rend. 178, S. 467. 1924.

hindurchgeschickt werden, weil er dann nur das lokale Potentialgefälle in der Glimmentladung liefern und dieses selbst stören würde. Deshalb mußte ein Teil der Elektroden in ein Hochvakuum hineinragen bzw. wenigstens an ein Hochvakuum grenzen. Zu diesem Zweck wurden drei verschiedene Röhrentypen konstruiert. Zunächst wurden zwei rechteckige Platten-

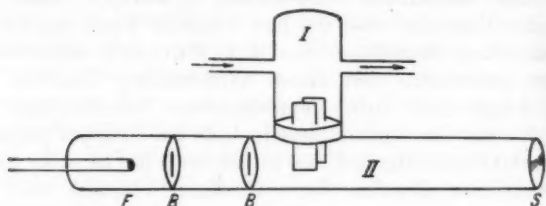


Fig. 1.

elektroden aus Messing in Kondensatorform verwendet in einer Anordnung, die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist. Die Kondensatorplatten ragen mit ihrem oberen Teil in den Raum I, in dem die Glimmentladung hergestellt wird. Der untere Teil geht in den Raum II, wo Hochvakuum herrscht. Hier passieren die vom Glühfaden *F* kommenden und durch

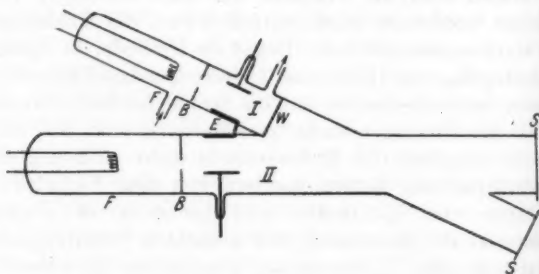


Fig. 2.

die Blenden *B* gehenden Kathodenstrahlen den Kondensator. In der zweiten Anordnung (Fig. 2) ist die Elektrode *E*, ein 2 cm breites Messingblech, das in der in der Figur angedeuteten Weise geknickt ist, dem Glimmentladungsraum I und dem Hochvakuumraum II gemeinsam. Die Schwingung wurde nur an *E* gelegt; die gegenüberliegenden beiden Elektroden wurden

geerdet. Um nun zu entscheiden, ob die am Kondensator im Raum *II* gemessene Spannung gleich der am Kondensator in *I* liegenden Spannung ist, wurde nach Wegnahme der Trennungswand *W* zwischen den beiden Räumen auch durch den Kondensator in *I* ein Meßkathodenstrahl geschickt. Dabei ergab sich kein Unterschied der beiden Spannungen.

Die dritte, am meisten benutzte Anordnung zeigt Fig. 3. Die beiden Räume *I* und *II* sind hier durch das am Ende des Glasrohres *I* angeschmolzene Kupferblech *E* getrennt. Die Schwingung wird auch hier nur an *E* gelegt; auf der einen

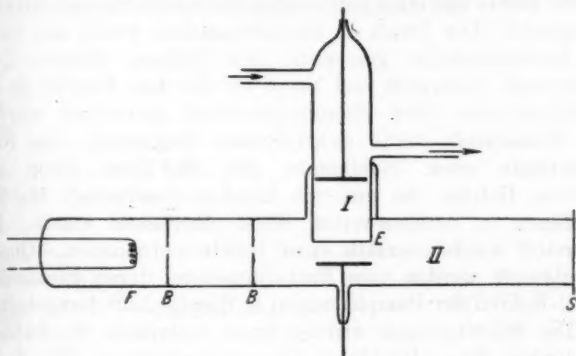


Fig. 3.

Seite von *E* entsteht die Glimmentladung, auf der anderen Seite läuft der Meßkathodenstrahl vorbei. Mit dieser Anordnung konnte der Abstand zwischen den Glimmelektroden durch Verschieben der äußeren Glimmelektrode leicht variiert werden. Die drei Anordnungen lieferten im wesentlichen die gleichen Resultate.

Als Elektronenquelle für den Meßkathodenstrahl diente bei allen Versuchen ein 0,15 mm dicker Wolframdraht, der mittels einer isoliert aufgestellten Akkumulatorenatterie geheizt wurde. Der Glühfaden wurde auf ein negatives Potential von 1500—5000 Volt gebracht, das von einem Gleichstromdynamo erzeugt wurde. Die Kathodenstrahlen fielen nach dem Passieren des Meßkondensators auf Leuchtschirme *S*, auf die eine Teilung eingeritzt war. Auf der Teilung wurde bei den Schwingungsversuchen die maximale Ablenkung der



Kathodenstrahlen abgelesen; unmittelbar darauf wurde die mit einem Normalvoltmeter gemessene Gleichspannung ermittelt, die dieselbe Ablenkung erzeugte. Diese Gleichspannung war gleich der gesuchten Scheitelspannung der Schwingung. Die Empfindlichkeit war hinreichend, wenn einem Teilstrich am Leuchtschirm etwa 5 Volt Spannungsänderung am Kondensator entsprach. Das Glühkathodenvakuum wurde mit einer Gaedeschen Stahldiffusionspumpe erzeugt.

Für den Glimmentladungsraum wurde die Durchströmungsmethode<sup>1)</sup> verwendet. Das Füllgas strömte durch eine Kapillare zu und wurde mit einer rotierenden Quecksilberpumpe dauernd abgepumpt. Der Druck im Entladungsraum wurde mit einem MacLeodmanometer gemessen. Als Füllung dienten Luft, Wasserstoff, Sauerstoff und Neon, die vor dem Eintritt in den Entladungsraum über Phosphorpentoxyd getrocknet wurden. Der Wasserstoff wurde elektrolytisch dargestellt; das Neon entstammte einer Stahlbombe mit 96,5 Proz. Neon und 3,5 Proz. Helium, die uns von Lindes Gesellschaft für Eismaschinen in dankenswerter Weise überlassen wurde. Der Sauerstoff wurde ebenfalls einer Bombe entnommen. Quecksilberdämpfe wurden vom Entladungsraum durch Eintauchen von U-Rohren der Pumpleitungen in flüssige Luft ferngehalten.

Die Schwingungen wurden durch technische Senderöhren (Telefunken Type RS 55) in Gegentaktschaltung (Fig. 4) er-

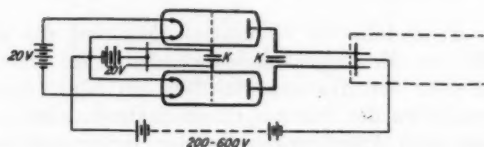


Fig. 4.

zeugt.<sup>2)</sup> Die Frequenz der Schwingungen ließ sich durch Verschieben der beiden Drahtbrücken *B* und durch Veränderung der Kapazitäten *K* bzw. durch Zuschalten von Selbstinduktionen variieren; für die höchsten Frequenzen wurden die Kondensatoren *K* ganz weggelassen. Mit der Anodenbrücke *A* wurde — in der Figur durch punktierte Linien angedeutet —

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 30. S. 349. 1909.

2) Vgl. z. B. Holborn, Zeitschr. f. Phys. 6. S. 328. 1921.

das kurzgeschlossene Ende eines Lecherdrahtsystems induktiv gekoppelt. Im Abstand von etwa einer Viertelwellenlänge wurden die Elektroden der Glimmentladung an das Lecherdrahtsystem gelegt; schließlich wurde hinter den Elektroden auf dem Drahtsystem eine Brücke so lange verschoben, bis das System mit dem Sender in Resonanz war. Die Koppelung war stets so lose, daß keine wesentliche Rückwirkung auf den Sender bestand. Die Bestimmung der Frequenz geschah in

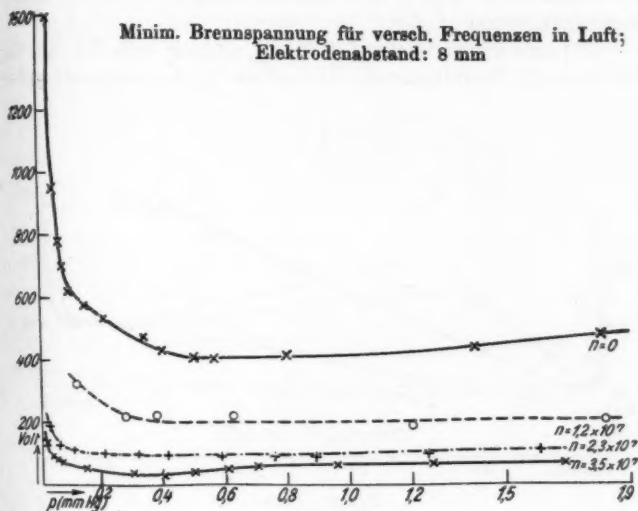


Fig. 5.

der Weise, daß ein 2 Volt-Lämpchen als Brücke auf dem Drahtsystem verschoben wurde. In den Resonanzlagen leuchtete das Lämpchen hell auf und der Abstand zweier Resonanzlagen lieferte dann sofort die halbe Wellenlänge. Die Schwingungsverhältnisse an den an das Paralleldrahtsystem angehängten Elektroden wurden in einer besonderen Untersuchung ermittelt: die Schwingung ist eine rein sinusförmige.

Die Messung der charakteristischen Spannungen wurde in der Weise durchgeführt, daß die Spannung an den Elektroden entweder durch Änderung der Heizung des Senders oder durch Änderung der Koppelung langsam so weit gesteigert bzw.

herabgedrückt wurde, bis die Glimmentladung zündete bzw. erlosch. Die Zündspannung war in gewissen Fällen instabil — sie sprang von einem kleinen Wert plötzlich auf das 3—4fache; außerdem ließ sich die minimale Brennschpannung über einen größeren Druckbereich messen. Deshalb sind in Fig. 5 die minimalen Brennschpannungen als Funktion des Druckes in Luft für verschiedene Frequenzen aufgetragen, um den allgemeinen Charakter der Abhängigkeit dieser Spannungen von der Frequenz zu zeigen. Der Elektrodenabstand war bei diesen Versuchen 8 mm.

Für eine Frequenz von  $3,5 \cdot 10^7$  ist also bei etwa 0,4 mm Hg die minimale Brennschpannung kleiner als  $\frac{1}{10}$  des entsprechenden

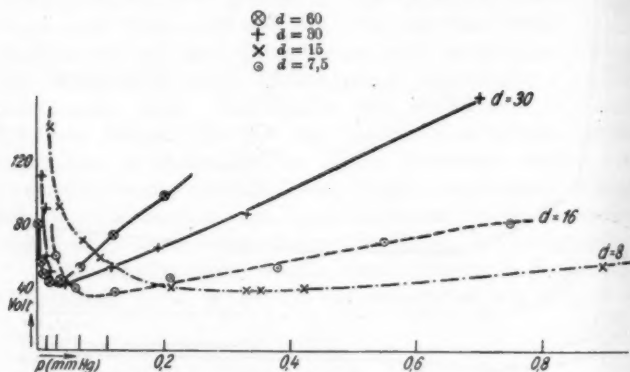


Fig. 6. Luft.

Wertes für Gleichspannung. Zugleich erkennt man, daß die Kurven sich mit abnehmender Frequenz schnell der Kurve für Gleichspannung nähern. Die kleinste Spannung, mit der sich in Luft gerade noch Entladung aufrecht erhalten ließ, war 28 Volt; die Spannungsminima liegen bei hohen Frequenzen bei niedrigeren Drucken als bei Gleichspannung. In den Figg. 6—8 ist die Abhängigkeit der minimalen Brennschpannung vom Druck in Luft, Neon, Wasserstoff und Sauerstoff für eine Reihe verschiedener Elektrodenabstände ( $d = 60; 30; 15; 7,5$  mm) bei einer Frequenz von  $3,5 \cdot 10^7$  eingetragen. Die Minima der Kurven werden bei allen Gasen mit zunehmendem Elektrodenabstand schärfer und rücken entsprechend dem

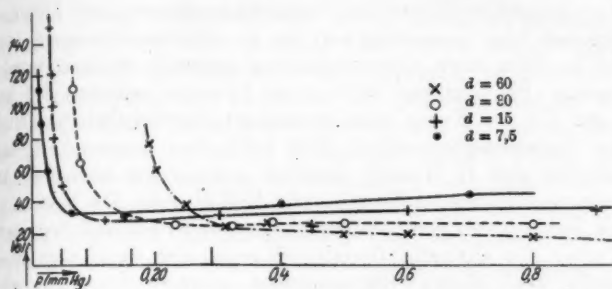


Fig. 7. Neon.

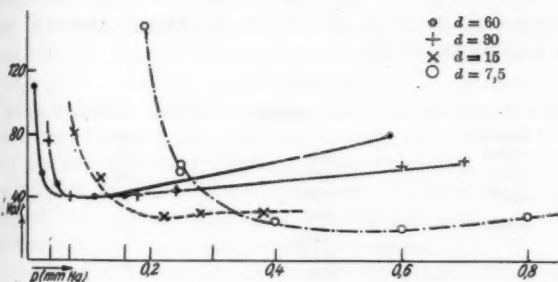


Fig. 8. Wasserstoff.

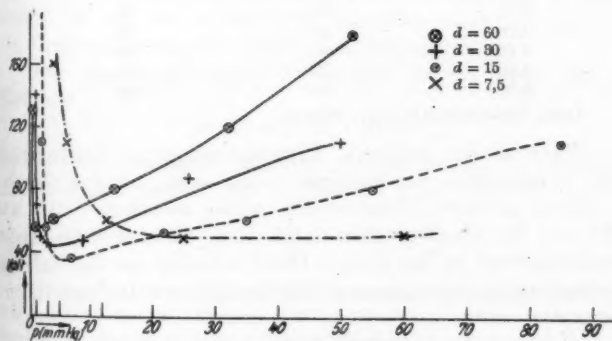


Fig. 9. Sauerstoff.

Paschenschen Gesetz für Funkenspannungen nach kleineren Drucken hin. Bemerkenswert ist die kleinste Spannung, mit der in Neon noch Glimmentladung aufrecht erhalten werden konnte. Sie liegt mit 15 Volt bei Drucken zwischen 1,5 und 2 mm (in der Kurve nicht gezeichnet) beträchtlich unterhalb der Ionisierungsspannung (21,5 Volt) und stimmt ungefähr mit der von G. Hertz<sup>1)</sup> kürzlich gemessenen kleinsten Anregungsspannung des Neon bei 16,6 Volt überein. Die Messungen der Zündspannung in Abhängigkeit vom Druck lieferten meist Kurven von ähnlicher Gestalt; oft ergab sich dabei aber überhaupt kein glatter Kurvenverlauf, sondern ein plötzliches Springen der Spannung von hohen auf tiefe Werte und umgekehrt. Als Beispiel dafür sind in der folgenden Tabelle die gemessenen Werte der Zündspannung und der minimalen Brennspannung in Luft bei einem Elektrodenabstand von 30 mm zusammengestellt.

Tabelle 1.

Druck in mm Hg	Zündspannung	minim. Brennspannung
0,0025	—	440
0,005	440	180
0,007	300	100
0,010	170	70
0,015	160	46
	1640	
	140	
0,020	1600	46
	150	
0,044	160	46
0,07	400	50
0,08	460	—
0,10	160	54
0,12	440	62
0,18	460	80
0,25	500	110
0,65	640	260
2,20		

Luft; Elektrodenabstand: 30 mm.

Während die minimale Brennspannung in Abhängigkeit vom Druck einen regelmäßigen Gang zeigt, ist das Zünden in einem gewissen Druckbereich (etwa zwischen 0,015 und 0,15 mm Hg ausgesprochen labil. Das Zünden beim tiefen Spannungswert ist bei diesem Druck offenbar an das zufällige Vorhandensein einer gewissen Mindestzahl von Ladungsträgern geknüpft.

1) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. 18. S. 301. 1923.

Die optischen Erscheinungen in der Hochfrequenz-Glimmentladung wurden nur qualitativ mit einem kleinen Spektroskop mit geradsichtigem Prisma untersucht. In Luft traten bei Erniedrigung der Spannung die positiven Banden des Stickstoffs immer mehr in den Vordergrund; In reinem Neon behielt das Spektrum seinen allgemeinen Charakter; wenn dem Neon Verunreinigungen (z. B. Wasserstoff oder Sauerstoff) in so hohem Grade beigemischt wurden, daß das Spektrum der Verunreinigungen bei einigen 100 Volt Entladungspotential stark überwog, so zeigte bei Erniedrigung der Spannung auf 15–20 Volt die Glimmentladung den Charakter der reinen Neontladung. In Wasserstoff machten sich bei kleinen Spannungen unerwünschte Verunreinigungen störend bemerkbar, besonders Stickstoff, solange ein Kippacher Apparat zur Wasserstofferzeugung benutzt wurde. Dasselbe Wasserstoffgas, das bei Anregung mit einem kleinen Induktorium spektral völlig rein erschien, zeigte bei niedrigen Spannungen noch starke positive Stickstoffbanden.<sup>1)</sup> Beim Wasserstoff trat bei niedrigen Spannungen auch bei kleinen Drucken die Intensität der Serienlinien stets gegenüber der Intensität des Viellinienspektrums zurück. Diese optischen Erscheinungen sind auf Grund der schon bekannten Anregungsbedingungen der betreffenden Spektren ohne weiteres verständlich.

Die Erklärung für die abnormen Spannungsverhältnisse der Glimmentladung liegt in der folgenden Tatsache: die Zeit, die ein Elektron braucht, um unter dem Einfluß der an den Elektroden liegenden Spannung den Entladungsraum zu durchlaufen, ist für die verwendeten schnellen Schwingungen von der Größenordnung der halben Schwingungsdauer.

Für ein sinusförmiges Wechselfeld ist die Kraft auf ein Elektron

$$m \cdot \ddot{x} = e \cdot \mathcal{E}_0 \cdot \sin \omega t,$$

wo  $e/m$  die spezifische Elektronenladung und  $\mathcal{E}_0$  die Amplitude der Schwingungsfeldstärke bedeutet. Dann wird für  $v_0 = 0$ :

$$v = \dot{x} = -\frac{e}{m} \cdot \mathcal{E}_0 \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \cos \omega t + \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E}_0 \cdot \frac{1}{\omega},$$

1) Dies ist die Umkehrung der bei Kanalstrahlversuchen bekannten Erscheinung, daß bei Füllung mit irgendwelchen anderen Gasen trotz sorgfältiger Reinigung immer wieder Wasserstoff auftritt, der hier aus den Elektroden stammt.

und der während einer halben Phase zurückgelegte Weg:

$$x = \int_0^{\pi/2} \dot{x} dt = \left[ -\frac{e}{m} \cdot \mathcal{E}_0 \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot \sin \omega t + \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot t \right]_0^{\pi/2} \\ = \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E}_0 \cdot \frac{\pi}{\omega^2}.$$

Daraus ergibt sich z. B. für eine Wellenlänge von 9 m und eine Amplitude von 16 Volt pro Zentimeter der vom Elektron während einer halben Phase zurückgelegte Weg zu rund 2 cm. Unter dem Einfluß des schnellen Wechselfeldes werden also die Elektronen (oder wenigstens viele Elektronen), die während einer halben Schwingungsdauer in einer Richtung beschleunigt worden sind, während der nächsten halben Schwingungsdauer wieder verzögert bzw. nach der entgegengesetzten Seite beschleunigt, bevor sie noch auf die Elektrode auftreffen und von dieser verschluckt werden können. Die Elektronen pendeln im Feld der Schwingung hin und her; zu Anfang zufällig vorhandene Elektronen erzeugen auf ihrem Weg durch Stoß neue, diese wieder neue usw., so daß aus dem Gasraum selbst heraus genügend viel Elektronen zur Unterhaltung der Entladung geliefert werden. (Damit fällt der Kathodenfall weg; denn der Kathodenfall ist diejenige Spannung, die die positiven Ionen durchheilen müssen, um beim Auftreffen auf die Kathode genügend viel Elektronen zur Unterhaltung der Entladung aus dieser herauszuschlagen.) Einen einfachen Beweis für die Richtigkeit unserer Erklärung liefert der folgende Versuch: Man unterhält die Glimmentladung dadurch, daß man die Wechselspannung, z. B. 60 Volt nur an eine Elektrode legt und die andere Elektrode auf dem konstanten Potential 0 hält. Bringt man jetzt die zweite Elektrode auf das konstante Potential + oder - 60 Volt, so erlischt die Glimmentladung sofort, trotzdem jetzt die maximale Potentialdifferenz zwischen den Elektroden auf das Doppelte gesteigert worden ist.

Die Entladung bei tiefen Spannungen wird also eine Erscheinung, die nur durch das Füllgas charakterisiert ist. Die Grenze bei tiefen Spannungen ist theoretisch durch die Ionisierungsspannung gegeben; unterhalb der Ionisierungsspannung können keine Ladungen neu gebildet werden. Bei unseren Versuchen wird die Ionisierungsspannung bei Sauerstoff und

Wasser  
gegen  
schre  
Zah  
so d  
das  
dabei  
deren  
sich  
meta  
lich,  
word  
der  
Druc  
wird  
auch  
seine  
erhäl  
Span  
Glim  
der  
auf  
Stöß  
biege  
um;  
schn  
Kur  
zuge  
biege  
für  
abst  
verr  
schn  
entl  
die  
bieg  
Luft  
Ann  
prop



Wasserstoff nicht ganz erreicht, bei Neon aber mit 15 Volt gegen 21,5 Volt unterschritten. Der Grund für diese Unterschreitung ist einerseits darin zu suchen, daß im Neon die Zahl der wirksamen ionisierenden Stöße besonders groß ist, so daß noch bis etwa zur niedrigsten Anregungsspannung das Leuchten unterhalten werden kann. Außerdem muß dabei aber noch eine sukzessive Ionisierung wirksam sein, deren erste Stufe, wenn die Ionisierung in 2 Prozessen vor sich gehen soll, zwischen 6,5 und 15 Volt liegen muß. Solche metastabilen Zustände sind für das Neonatom sehr wahrscheinlich, da sie beim Heliumatom längst beobachtet und gemessen worden sind.

Zum Schluß wollen wir noch eine Bemerkung an die Form der Kurven in Fig. 6—9 knüpfen. Wenn man von höheren Drucken ausgehend zu niedrigen Drucken fortschreitet, so wird die freie Weglänge der Elektronen größer. Damit wird auch die Wahrscheinlichkeit größer, daß ein Elektron auf seiner freien Weglänge, die zur Ionisation erforderliche Energie erhält; deshalb sinkt mit Abnahme des Druckes auch die Spannung, die zum Zünden bzw. zum Aufrechterhalten der Glimmentladung erforderlich ist. (Der sehr langsame Anstieg der Spannung bei Steigerung des Druckes in Neon ist offenbar auf die in Neon besonders große Zahl der rein elastischen Stöße zurückzuführen.) Bei weiterer Verringerung des Druckes biegen an einer gewissen Stelle die Kurven wieder nach oben um; die Spannung steigt bei weiterer Druckverringerng schnell an. Die Umbiegungsstelle liegt bei den verschiedenen Kurven angenähert bei Drucken, die sich umgekehrt wie die zugehörigen Elektrodenabstände verhalten. An der Umbiegungsstelle muß die mittlere freie Weglänge der Elektronen für die Ionisierung von der Größenordnung des Elektrodenabstandes sein. Wird nämlich der Druck darüber hinaus verringert, so nimmt die Ionisierungswirkung im Gasraum schnell ab, und die Spannung muß zur Unterhaltung der Gasentladung wesentlich gesteigert werden. In der Tabelle sind die aus den Kurven entnommenen Druckwerte an der Umbiegungsstelle für die verschiedenen Elektrodenabstände in Luft, Wasserstoff und Neon zusammengestellt. Auf Grund der Annahme, daß die freien Weglängen dem Druck umgekehrt proportional sind, sind daraus die gesuchten freien Weglängen

bei 760 mm Hg berechnet. In die vorletzte Spalte sind die nach der kinetischen Gastheorie berechneten Werte aufgenommen (sie sind das  $4\sqrt{2}$ -fache der in den Tabellen von Landolt-Börnstein 1923 enthaltenen Werte für die freien Weglängen der Moleküle).

Tabelle 2.

Elektroden- abstand $a$	Druck $p$ in mm und $\frac{p \cdot a}{760} \cdot 10^5$				Beob. Weg- länge $\times 10^5$ Mittelwert	Ber. fr. Gaskin. Wegl. $\times 10^5$	Beob. Weglänge Gaskin. Weglänge
	60	80	15	7,5			
$H_2$	0,04	0,07	0,16	0,30	30	6,4	4,7
	32	28	32	30			
Ne	0,05	0,09	0,16	0,29	34	7,1	4,8
	40	36	32	29			
$O_2$	0,01	0,03	0,05	0,12	10	3,7	3,0
	8	12	10	12			
Luft	0,015	0,03	0,065	0,11	12	3,4	3,5
	12	12	13	11			

In die letzte Spalte der Tabelle ist der Quotient aus den beobachteten Mittelwerten und der gaskinetischen freien Weglänge der Elektronen eingetragen; er liegt zwischen 3 und 5. Wir schließen daraus, daß bei diesen Versuchen im Mittel etwa jeder 3.—5. gaskinetische Stoß zur Ionisierung geführt hat. Damit kommen wir, trotzdem die Zuverlässigkeit unserer Schlußweise naturgemäß nicht sehr groß sein kann, in gute Übereinstimmung mit den direkten Messungen der Sekundärstrahlungsausbeute von langsamen Kathodenstrahlen.

#### Zusammenfassung.

Mit schnellen ungedämpften Schwingungen läßt sich die Glimmentladung bei sehr tiefen Spannungen (bei Neon bis zu einer Scheitelspannung von 15 Volt herunter) und bei geringen Drucken erzeugen und unterhalten.

Diese Erscheinungen werden darauf zurückgeführt, daß Elektronen im Wechselfeld der Schwingung hin- und herpendeln und dadurch ihre ionisierende Wirkung vervielfachen können.

Die Abhängigkeit der minimalen Brennspannung und der Zündspannung vom Druck wird für verschiedene Frequenzen und verschiedene Elektrodenabstände untersucht in Luft, Sauer-

stoff, Wasserstoff und Neon. Aus den Messungen läßt sich die freie Weglänge der Elektronen zur Ionisierung berechnen.

Über die optischen Veränderungen der Glimmentladung beim Übergang zu tiefen Spannungen werden qualitative Beobachtungen gemacht.

Dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik haben wir für die Mittel zur Beschaffung von Apparaten und für die leihweise Überlassung von Apparaten zu danken.

München, Physikal. Inst. d. Universität. Mai 1925.

(Eingegangen 23. Mai 1925.)

---

## 5. *Über Beschleunigung von Kanalstrahlen; von Freda Hoffmann.*

(Gekürzte Münchener Dissertation.)

### § 1. Die Methode.

In einem gewöhnlichen Entladungsrohr werden mäßig geschwinde Kanalstrahlen erzeugt. Die Beschleunigung erfolgt in einem direkt hinter der Kathode angebrachten starken longitudinalen Feld. Von dieser Anordnung waren drei Vorteile zu erwarten. Zunächst kann dem statischen beschleunigenden Feld eine mehrfach größere Spannung aufgezwungen werden, als der Entladungsröhre. Die Aufrechterhaltung einer Potentialdifferenz von 120000 Volt ließ sich ohne erhebliche Schwierigkeiten erreichen, nachdem einmal die geeignete Röhrenform gefunden war. Ferner war die Erzielung verhältnismäßig geschwindigkeits homogener Strahlen wahrscheinlich. Legt man beispielsweise an das Entladungsrohr direkt eine Spannung von 50000 Volt, so könnten in dem entstehenden Kanalstrahl Teilchen all der Geschwindigkeiten enthalten sein, die einem Potentialgefälle von 50000 Volt an abwärts entsprechen. Legt man die gleiche Gesamtspannung so an, daß etwa am Entladungsrohr 10000 Volt, am beschleunigenden Feld dagegen 40000 Volt liegen, so werden die Geschwindigkeiten der Teilchen nur in einem dem Spannungsbereich von 50000—40000 Volt entsprechenden Geschwindigkeitsbereich variieren, da ja die große beschleunigende Spannung von allen Teilchen gleichmäßig durchlaufen wird. Allgemein werden die Strahlen um so homogener sein, je größer der Wert

$$\frac{V_b}{V_e} = \frac{\text{beschleunigende}}{\text{Entladungs-}} \text{ Spannung}$$

ist.

Endlich schien die Erzielung besonders schneller Kanalstrahlen durch diese Methode aus folgender Überlegung wahrscheinlich. Erfahrungsgemäß erreichen in einer Entladungsröhre auch die schnellsten der entstehenden Kanalstrahlen,

niemals die der angelegten Spannung  $V$ , wirklich entsprechende Geschwindigkeit. Die „Ausnutzung“ der Entladungsspannung hängt davon ab, wie sich die Entladung ausbildet, indirekt also von der Röhrenform, der Elektrizitätsquelle, dem Vakuum und möglicherweise noch von anderen Faktoren in nicht genau bekannter Weise. Ein kleiner Teil des am Rohr liegenden Spannungsgefälles wird als Anodenfall und in der positiven Säule verbraucht, während für die Beschleunigung der Kanalstrahlen nur der Kathodenfall in Betracht kommt. Eine weitere Geschwindigkeitsabnahme wird durch Zusammenstöße der beschleunigten Teilchen mit ruhenden Teilchen des Gasrestes im Rohr und dadurch verursachte Umladung bewirkt, d.h. die freie Weglänge des positiv geladenen Teilchens wird bei mäßigem Druck im Entladungsrohr kürzer sein als die ganze Länge des Kathodenfalles.

Beide Ursachen für die geringe Spannungsausnutzung fallen bei Anwendung des statischen beschleunigenden Feldes fort. Denn jedes Teilchen durchläuft erstens tatsächlich das ganze Potentialgefälle und hat zweitens wegen des extremen Vakuums im Beobachtungsraume keine Gelegenheit zu Zusammenstößen.

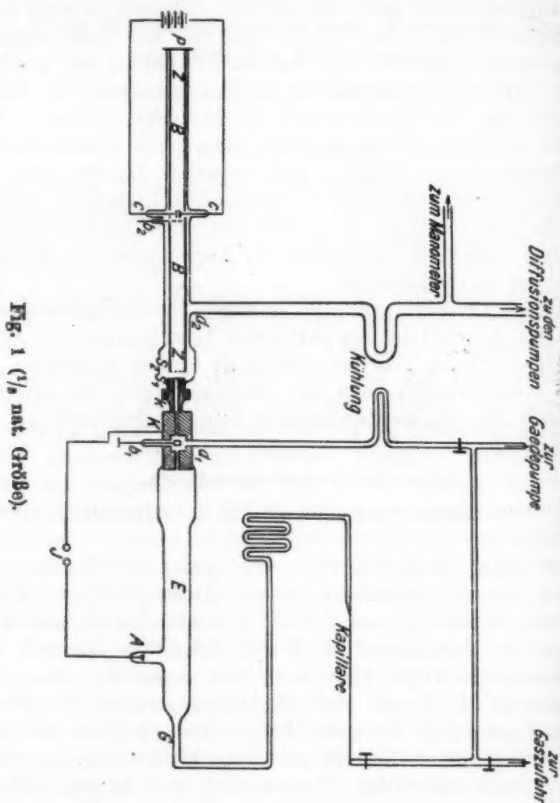
## § 2. Die Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch wiedergegeben.

In einem Entladungsrohr von 4 cm Durchmesser und 49 cm Länge mit seitlich angesetzter Aluminiumanode  $A$  und aluminiumplattierter Eisenkathode  $K$  werden die Kanalstrahlen erzeugt. Sie durchlaufen die Durchbohrung der Kathode und des messingnen Kugelschliffs  $k$ , mittels dessen der ganze Entladungsraum  $E$  gegen den Beobachtungsraum  $B$  gedreht werden kann. Am Ende des Kugelschliffs befindet sich eine Aluminiumsiebplatte  $S_1$ , der in 1,5 cm Entfernung eine Siebplatte  $S_2$  gegenübersteht. Zwischen  $S_1$  und  $S_2$  liegt das beschleunigende Feld.  $S_2$  bildet den Abschluß eines 2,6 m weiten, 50 cm langen Aluminiumzylinders  $Z$ , indem die beschleunigten Kanalstrahlen, geschützt vor dem störenden Einfluß etwaiger Raumladungen der Glaswände des Beobachtungsraumes, verlaufen. Durch eine Blende  $b_2$  mit 1 mm breitem, 4 mm langem Schlitz wird ein schmales Bündel ausgeblendet, dicht vor einem ablenkenden Feld, das zwischen den 1 cm langen, 8 mm hohen

Kondensatoren  $c$  liegt. Die Kanalstrahlen treffen schließlich einen den Beobachtungsraum abschließenden Zinksulfidschirm  $P$ .

Es wurde mit der Wienschen Durchströmungsmethode gearbeitet. In  $g$  strömte das Gas ein und wurde innerhalb



der Kathode in  $d_1$  durch eine rotierende Gaedepumpe abgepumpt. Diese diente gleichzeitig als Vorpumpe für zwei parallel geschaltete, in  $d_2$  wirkende Diffusionspumpen, die den Beobachtungsraum auf höchst möglichem Vakuum hielten.

Die beträchtliche Länge und geringe Weite des Kathodenkanals — die Bohrung zwischen Entladungsraum und  $d_1$  ist

85 mm lang und 1 mm weit, zwischen  $d_1$  und dem Kugelschliff 65 mm lang und 0,7 mm weit — erleichterte die Aufrechterhaltung einer großen Druckdifferenz zwischen Entladungs- und Beobachtungsraum. Durch die in einem Schliff drehbare Blende  $b_1$  konnte der Kanalstrahl innerhalb der Kathode vollkommen abgeblendet werden.

Einen schematischen Überblick über die Schaltungsweise bei Beobachtungen mit beschleunigendem Feld gibt Fig. 2. Der positive Pol der Elektrizitätsquelle  $J$  liegt an dem einen

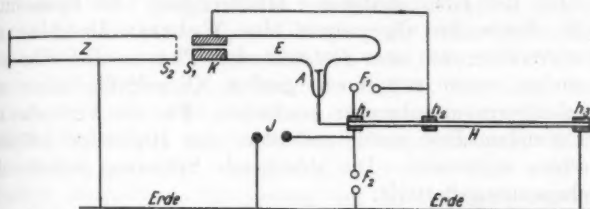


Fig. 2.

Ende  $h_1$  eines langen Holzwiderstandes  $H$ , dessen anderes Ende  $h_3$  ebenso wie der negative Pol der Maschine geerdet ist. Mittels des verschiebbaren Kontaktes  $h_2$  kann ein beliebiger Betrag der Gesamtspannung abgegriffen werden. Das Entladungsrohr liegt zwischen  $h_1$  und  $h_2$ , das beschleunigende Feld zwischen  $h_2$  und  $h_3$ .  $F_1$  und  $F_2$  sind Spannungsmesser.

Wasserstoff wurde im Kippschen Apparat erzeugt und über Phosphorpentoxyd getrocknet, Sauerstoff durch Erhitzen von Kaliumpermanganat gewonnen, Quecksilberdampf durch Kühlung mit flüssiger Luft fern gehalten.

Der Druck im Beobachtungsraum wurde mit einem McLeod'schen Manometer gemessen und war bei allen mitgeteilten Versuchen kleiner als  $10^{-7}$  mm.

### § 3. Die Beobachtungen.

#### 1. Gang der Untersuchung.

Zu Beginn jeder Untersuchung wurden die Elektroden des Entladungsrohres und des beschleunigenden Feldes durch starke Induktorströme entgast, während der in  $g$  ständig zuströmende Wasserstoff oder Sauerstoff in  $d_1$  und  $d_2$  abgepumpt wurde. Bei den Versuchen mit beschleunigendem oder



oder verzögerndem Feld wurde dann die Pumpleitung  $d_1$  oberhalb der Kathode zugeschmolzen, um die zeitweise hoch aufgeladene Kathode von den Diffusionspumpen und von der übrigen Apparatur zu isolieren.

Es wurde nun Spannung an das Entladungsrohr und gegebenenfalls auch an das beschleunigende Feld gelegt. Durch Drehung des Entladungsrohres gegen den Beobachtungsraum mittels des Kugelschliffs wurde der Kanalstrahl dann so zentriert, daß er durch die Blende  $b_2$  und genau in der Mitte zwischen den Kondensatoren  $c$  hindurchging. Als Spannungsquelle diente im allgemeinen eine Wehrsen-Maschine mit 2 rotierenden und einer feststehenden Platte. Bei einzelnen Versuchen wurde mit einem großen Klingelfußinduktor und Quecksilbergasunterbrecher gearbeitet. Für die Versuche mit verzögerndem Feld wurde außerdem eine 10plattige Influenzmaschine verwendet. Die ablenkende Spannung lieferte eine Hochspannungsbatterie.

Die Kanalstrahlen wurden mit einer Spannung von bekannter Größe abgelenkt, die Größe der Ablenkung auf dem Phosphoreszenzschirm gemessen, und aus der Ablenkung in bekannter Weise die Geschwindigkeit der Strahlen errechnet. Diese wurden mit der Geschwindigkeit verglichen, die nach den an das Rohr und an das beschleunigende Feld angelegten Spannungen maximal hätte erreicht werden müssen. Man erhielt so unter verschiedenen Bedingungen den Ausnutzungskoeffizienten, wie im einzelnen bei den Versuchen direkt angegeben ist. Für die Spannungen werden stets die nachstehenden Bezeichnungen benutzt werden.

$$\begin{array}{lcl} \text{angelegte} & \left\{ \begin{array}{l} \text{Entladungs-} \\ \text{beschleunigende} \\ \text{Gesamt-} \end{array} \right\} & \begin{array}{l} = V_0 \\ \text{Spannung} = V_i \\ = V_s \end{array} \\ \\ \text{ausgenutzte} & \left\{ \begin{array}{l} \text{Entladungs-} \\ \text{beschleunigende} \\ \text{Gesamt-} \end{array} \right\} & \begin{array}{l} = \bar{V}_0 \\ \text{Spannung} = \bar{V}_i \\ = \bar{V}_s \end{array} \end{array}$$

Die überstrichenen Größen sind aus den tatsächlich erreichten Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen errechnet. Die unüberstrichenen Größen wurden mit geeigneten Spannungsmessern direkt ermittelt. Als Ausnutzungskoeffizient  $A_i$  wird die Größe  $\bar{V}_i/V_i$  ( $i = b, e, g$ ) bezeichnet.

## 2. Untersuchungen ohne beschleunigendes Feld.

Zunächst wurde der, wie schon erwähnt, für jedes Entladungsrohr verschieden große Ausnutzungskoeffizient  $A$  für die unbeschleunigten Kanalstrahlen ermittelt. Er ergab sich in einem Spannungsbereich von 8000—25000 Volt angelegter Entladungsspannung bei Benutzung der Wehrsen-Influenzmaschine zu etwa 0,57, was einer Geschwindigkeitsausnutzung von etwa 75 Proz. entspricht. Dieser Wert liegt im Bereich der von anderen Beobachtern angegebenen Ausnutzungen. Auffallend war dagegen die erhebliche Abnahme des Ausnutzungskoeffizienten beim Übergang zu hohen Spannungen. So erhielt man z. B. Kanalstrahlen von nur 25000 Volt ausgenutzter Spannung, als zwischen Kugeln von 5 cm Durchmesser Funken von 38 mm Länge übersprangen — entsprechend 85000—90000 Volt angelegter Entladungsspannung. Für die Gewinnung schneller Kanalstrahlen erwies sich somit die direkte Methode — Steigerung der Entladungsspannung — als völlig ungeeignet.

Über das Absinken des Ausnutzungskoeffizienten bei extrem hohen Entladungsspannungen finden sich in der Literatur bisher noch keine Angaben, was nicht wunder zu nehmen braucht, da alle Kanalstrahluntersuchungen mit verschwindenden Ausnahmen in Spannungsgebieten durchgeführt wurden, für die diese Größe noch annähernd konstant ist. Doch zeigen auch die aus Angaben von Wien<sup>1)</sup> und von Rüchardt<sup>2)</sup> umgerechneten Ausnutzungswerte bereits deutlich eine Neigung zur Abnahme in dem angegebenen Sinn (vgl. Figg. 3 und 4). Die genaue Verfolgung der Änderung von  $V_g/V_s$  mit wachsender Spannung wird außerordentlich erschwert durch die Unzuverlässigkeit der üblichen Spannungsmessungen oberhalb 30000 Volt. Im Gebiet von 20000—28000 Volt wurde eine Messungsreihe gleichzeitig mit der Potentialwage und mit der Funkenstrecke aufgenommen. Der Vergleich der beiden Spannungskurven ergab eine gewisse Unsicherheit der Funkenstreckenmessung schon in diesem Bereich. Diese Unsicherheit liegt nicht eigentlich in der Funkenstreckenmessung selbst, sondern in den ruckartigen Störungen im Entladungs- bzw.

1) V. Wien, Ann. d. Phys. 33, S. 871. 1910.

2) E. Rüchardt, Habilitationsschrift München (Ann. d. Phys. 71. S. 377. 1923).

Beschleunigungsfeld beim Funkenübergang, die besonders bei hohen Spannungen sehr lästig sind und die Möglichkeit von genau gleichzeitigen Phosphoreszenz- und Spannungsbeobachtungen verringern. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Schwankungen bei bedeutend höheren Spannungen — 70 bis 80 mm Funken, also über 100000 Volt — noch zunehmen. Für definitive Messungen konnte also die Funkenstrecke nicht

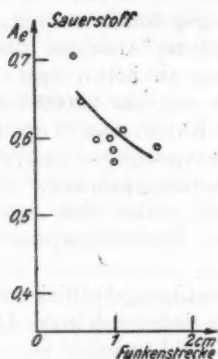


Fig. 3.

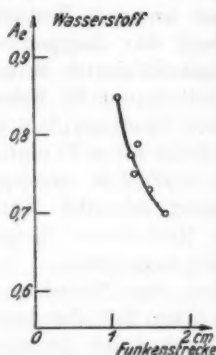


Fig. 4.

verwendet werden. Da jedoch die zur Verfügung stehende Potentialwage nur Spannungsmessungen bis 28000 Volt gestattete, und bis zu diesem Wert noch leidliche Konstanz des Ausnutzungskoeffizienten besteht, so konnte das Absinken nicht quantitativ genau verfolgt werden. Qualitativ wurde die Erscheinung sehr häufig geprüft. Tab. 1 gibt einige Messungsergebnisse einer Beobachtungsreihe:

Tabelle 1.

Funkenstrecke	$V_1$	$V_2$	$A_e$	
12,5 mm	39000	17000	0,44	Influens- maschine
20,0	57000	22500	0,39	
38,0	85000	25000	0,29	

Spalte 1 enthält die Funkenlängen zwischen Kugeln von 5 cm Durchmesser, deren eine geerdet war, Spalte 2 die Entladungsspannung, Spalte 3 die aus der Ablenkung der Strahlen errechnete ausgenutzte Spannung, Spalte 4 den Ausnutzungs-

koeffizienten. In Fig. 5 ist die Änderung des Ausnutzungskoeffizienten  $A_e$  graphisch dargestellt. Es wurde mit Wehrsenmaschine und Wasserstoff gearbeitet. Bei Verwendung eines Induktors sind die absoluten Werte von  $A_e$  stets noch kleiner.

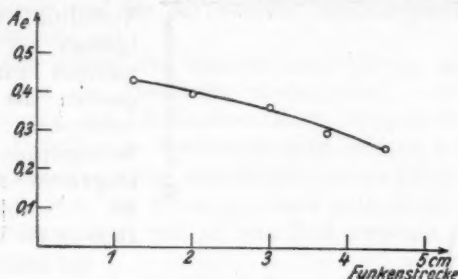


Fig. 5.

### 9. Untersuchungen mit beschleunigendem Feld.

Bei diesen Versuchen wurde die Anode hoch aufgeladen, beispielsweise auf 80000 Volt. Das Potentialgefälle im Rohr stellte sich dann gemäß dem dort herrschenden Druck ein und konnte außerdem durch das in § 8 beschriebene Holzpotentiometer reguliert werden. Der Aluminiumzylinder Z war geerdet. Im Beobachtungsraum war der Druck unmeßbar niedrig. Dieses extreme Vakuum war nötig zur Aufrechterhaltung des hohen statischen Feldes.

Die Erwartung, daß die Ausnutzung der beschleunigenden Spannung vollkommen sein würde, erfüllte sich nicht. Es ergab sich das sonderbare Resultat, daß auch im konstanten elektrischen Feld bei äußerstem Vakuum der tatsächliche Geschwindigkeitszuwachs der Kanalstrahlen nur einen Bruchteil des theoretisch zu erwartenden betrug. Die Untersuchungen erstreckten sich nun auf Feststellung des Ausnutzungskoeffizienten im statischen, beschleunigenden Feld im Vergleich zu dem im Entladungsrohr. Dazu wurden hintereinander drei Messungsreihen aufgenommen.

Zuerst wurde ohne beschleunigendes Feld gemessen. Die Spannung am Entladungsrohr wurde von 7500—25000 Volt variiert.

Zweitens wurde an das Entladungsrohr eine ziemlich konstante niedrige Spannung von 8000—11000 Volt gelegt, und

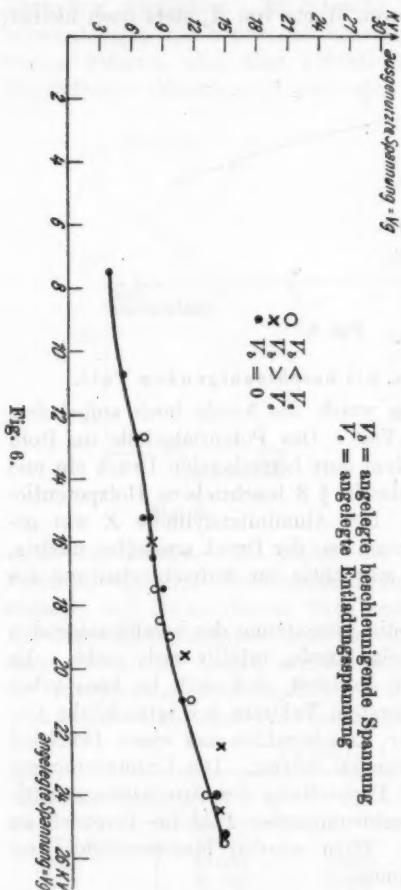
das beschleunigende Feld von 7500—25000 Volt gesteigert, so daß die Strahlen eine Gesamtspannung von 15500—36000 Volt durchliefen.

Drittens wurde das Verhältnis von Entladungszu beschleunigender Spannung zugunsten der ersteren verschoben. Die Entladungsspannung betrug 12000—17000 Volt, die beschleunigende 1500—8000 Volt.

Bei diesen Messungen wurde größtes Gewicht auf genaue Spannungsmessung gelegt und daher nur in dem für die Potentialwage zugänglichen Gebiet gemessen. Die Wägungen an der Potentialwage wurden gleichzeitig mit den Ablenkungsmessungen am Phosphoreszenzschirm von einem zweiten Beobachter gemacht. Das Ergebnis veranschaulicht Fig. 6.

Auf der Ordinatenachse ist die ausgenutzte Gesamtspannung, auf der Abszissenachse die jeweils angelegte Gesamtspannung aufgetragen.

In Fig. 6 entsprechen die Punkte der 1., die Kreuze der 2., die Kreise der 3. oben angeführten Messungsreihe. Es war zu erwarten, daß die Kreuzkurve erheblich über der Kreiskurve, und diese wieder über der Punktkurve liegen würde.



Anstatt dessen zeigt Fig. 6 keinerlei Auseinanderfallen der Beobachtungspunkte in 3 Kurven. Innerhalb der Versuchsfehler liegen Kreuze, Kreise und Punkte genau auf derselben Kurve. Das bedeutet, daß der *Ausnutzungskoeffizient für das Entladungsrohr und für das statische beschleunigende Feld im Vakuum derselbe war.*

Um den Verlauf der Strahlen innerhalb des Aluminiumzylinders und die Ablenkung nachzuprüfen, wurden einige Beobachtungen mit Kathodenstrahlen eingeschaltet, deren normales Verhalten in beschleunigenden Feldern bekannt ist.

Die Kathodenstrahlen wurden sekundär an der der Kathode zugekehrten Seite der Platte  $S_1$  durch auftreffende langsame Kanalstrahlen erzeugt und in dem Feld zwischen  $S_1$  und  $S_2$  beschleunigt.

Bei diesen Beobachtungen lagen also dieselben Versuchsbedingungen vor wie für Kanalstrahlen, welche eine verschwindend geringe Entladungsspannung durchlaufen und ihre Geschwindigkeit fast ausschließlich in dem beschleunigenden Feld erhalten.

Der Ausnutzungskoeffizient betrug für Kathodenstrahlen 0,90; das bedeutet eine Geschwindigkeitsausnutzung von 95 Proz. Diese Ergebnisse zeigen, daß zwischen  $S_1$  und dem Phosphoreszenzschirm und auch bei den Spannungsmessungen keine Störungen vorlagen, die zur Erklärung der geringen Beschleunigung von Kanalstrahlen in statischen Feldern herangezogen werden könnten. Denn solche Fehler hätten auch bei den Kathodenstrahlmessungen störend wirken müssen.

#### § 4. Ergebnisse.

##### 1. Homogenität.

Mit der geschilderten Versuchsanordnung konnten sehr homogene Kanalstrahlen hergestellt werden. Während bei den nur im Entladungsrohr beschleunigten Kanalstrahlen der Phosphoreszenzschirm etwa wie in Fig. 7a erscheint, zeigte er bei Verwendung starker statischer Felder und geringer Entladungsspannung etwa ein Aussehen wie Fig. 7b. Das den kleineren Geschwindigkeiten zugehörige Ende des abgelenkten Streifens ist nicht mehr sichtbar. Das bedeutet, daß die Zahl der langsamen Teilchen außerordentlich gering ist. Es konnten ohne Schwierigkeit Strahlen hergestellt

werden, bei denen das abgelenkte Bündel nicht breiter erschien als das Bild des neutralen Flecks — also praktisch vollkommen homogene Strahlen.



Fig. 7.

Die schnellsten Kanalstrahlen hatten eine Geschwindigkeit von  $3 \cdot 10^8$  cm/sec. Das für ein Vorhandensein von Szintillationen charakteristische Flackern des Phosphoreszenzfleckes, wie es Hammer und von Dechend<sup>1)</sup> beschreiben, konnte auch mit gut ausgeruhtem Auge und stark vergrößernder Lupe nicht bemerkt werden. Erzeugt man Kanalstrahlen von dieser Geschwindigkeit ohne beschleunigendes statisches Feld nur im Entladungsrohr, so wird die Entladung selbst sehr flackernd und unregelmäßig. Es ist vielleicht nicht ganz ausgeschlossen, daß diese Erscheinung irrtümlich als Szintillation gedeutet wurde.

#### § 5. Zusammenfassung.

1. Es wird eine Versuchsanordnung beschrieben zur Erzeugung homogener Kanalstrahlen.
2. Szintillationen von Kanalstrahlen werden nicht beobachtet.

Hrn. Geheimrat W. Wien sage ich für die Anregung zu der vorstehenden Untersuchung und für das ständige fördernde Interesse meinen aufrichtigsten Dank. Hrn. Dr. Ruchardt danke ich für viele Ratschläge und für die freundliche Überlassung seiner zehnplattigen Influenzmaschine.

1) von Dechend und Hammer, a. a. O.

(Eingegangen 19. Mai 1925.)



6. *Zur vorstehenden Arbeit von Frl. Hoffmann  
„Über Beschleunigung von Kanalstrahlen“;  
von W. Wien.*

Die von Frl. Hoffmann gemachte Beobachtung, daß die Kanalstrahlen auch im hohen Vakuum durch ein elektrisches Feld nicht die volle, der Feldstärke entsprechende Beschleunigung erhalten, sondern nur einen Bruchteil, der mit dem in der Röhre selbst erhaltenen ungefähr übereinstimmt, war so wenig verständlich, daß eine neue Beobachtung erforderlich schien. Denn eine geringere Ausnutzung der wirkenden Spannung kann nur durch Umladungen erklärt werden, wenn ein positiv geladenes Teilchen einen Teil des Feldes im ungeladenen Zustande durchläuft. Diese Umladungen sind nun in der gasgefüllten Entladungsröhre sicher vorhanden, aber im hohen Vakuum ist die freie Weglänge der geladenen Teilchen so groß, daß nennenswerte Umladungen nicht eintreten können. Auch die Beobachtung von Frl. Hoffmann, daß die beschleunigten Kanalstrahlen homogen werden, spricht gegen das Auftreten von Umladungen.

Ich habe daher die Versuche mit einer etwas abgeänderten Anordnung wiederholt. Die wesentlichen Teile des Apparates von Frl. Hoffmann wurden beibehalten und nur folgende Abänderungen vorgenommen.

Der Kugelschliff zum Drehen des Beobachtungsrohres wurde fortgelassen, dafür war der Aluminiumzylinder *Z* verschiebbar eingerichtet. Er konnte in der Längsrichtung durch ein Zahngetriebe, das mit Hilfe eines Schliffs bewegt werden konnte, verschoben werden. Der ablenkende Kondensator *c* blieb an seiner Stelle, seine Zuleitungen waren durch lange Schlitze im Zylinder *Z* geführt. Der Kondensator *c* wurde so verändert, daß die beiden Platten auf Hartgummiplatten, die zwischen ihnen lagen, aufgeschraubt wurden. Es konnte so der Abstand der Platten durch Messung der Dicke der Hartgummiplatten

genau gemessen werden und er veränderte sich auch bei Anwendung starker elektrischer Felder nicht. Schließlich wurde parallel zu dem beschleunigenden Feld eine Gleichrichterröhre mit Glühkathode gelegt.

Für die Beobachtung wurden die Pole einer Wehrsen-Influenzmaschine an die Anode der Entladungsröhre und an den Zylinder  $Z$  der Beobachtungsröhre gelegt. Der Strom geht dann durch die Entladungsröhre und die Gleichrichterröhre. Durch Änderung des Drucks in der Entladungsröhre kann man dort eine beliebige Spannung herstellen, ebenso in der Gleichrichterröhre durch Änderung des Glühstroms.

Der bei  $P$  auf dem Fluoreszenzschirm erscheinende Fleck wurde durch Anlegen und Kommutieren einer Spannung an  $C$  verschoben. Die Verschiebung wurde so gemessen, daß auf der Platte  $P$  Streifen schwarzen Papiers so befestigt wurden, daß der Rand gerade mit dem Rand des Fluoreszenzstreifens zusammenfiel. Diese Beobachtung konnte auch im Dunkeln gut ausgeführt werden. Mit Hilfe einer genauen Schublehre wurde dann im Hellen der Abstand der Papierstreifen und damit die Ablenkung des Fluoreszenzflecks gemessen. Die Beobachtungen ergaben zunächst, daß bei Veränderung der Länge des Raumes, in welchem die Beschleunigung der Kanalstrahlen erfolgte, bei unveränderter beschleunigender Spannung die Ablenkung durchaus unverändert blieb. Die Länge des Zwischenraums zwischen der Kathode und dem Zylinder  $Z$ , wo sich das beschleunigende Feld befindet, wurde von 3 mm bis 4 cm verändert, ohne daß irgendeine Veränderung in der Ablenkung zu bemerken gewesen wäre. Wenn irgendwelche Umladungen stattfinden würden, so müßten sie sich auf einer längeren Strecke mehr bemerkbar machen, was die Beobachtungen nicht ergaben, die mit beschleunigenden Spannungen von 40000 bis 80000 Volt ausgeführt wurden, während an der Röhre eine Spannung von 10000 Volt lag.

Es wurden nun die elektrostatischen Ablenkungen der Kanalstrahlen und gleichzeitig die gesamte Spannung, die an der Röhre und dem beschleunigenden Felde lag, durch eine Funkenstrecke gemessen.

Ist  $V$  die beschleunigende Spannung der Kanalstrahlen,  $V_1$  die ablenkende Spannung des Kondensators,  $x$  die im

elektrischen Felde zurückgelegte Strecke,  $b$  der außerhalb des Feldes zurückgelegte Weg,  $l$  der Abstand der Kondensatorplatten,  $y$ , die Ablenkung auf den Fluoreszenzschirm, so ist

$$V = V_1 \frac{4 y_0 l}{x^2 + 2 b x}.$$

Bei den Beobachtungen war  $l = 3,2$  mm,  $x = 10$  mm,  $l = 350$  mm. Die ablenkende Spannung wurde einer kleinen Akkumulatoren-batterie entnommen und durch ein Präzisionsvoltmeter dauernd kontrolliert. Sie betrug meistens 280 Volt.

Die Gesamtspannung wurde durch eine Funkenstrecke mit Kugeln von 5 cm Durchmesser gemessen, die mit einer Quecksilberbogenlampe aus Quarz bestrahlt wurde. Zur Kontrolle dienten noch Funkenstrecken mit kleineren Kugeln. Die Spannung an der Röhre wurde durch ein Braunsches Elektrometer bis 10000 Volt gemessen. Von der an die Röhre gelegten Spannung wurden 50 Proz. zur Beschleunigung der Kanalstrahlen aufgewendet. Vergleicht man also Gesamtspannung mit der aus der Ablenkung berechneten, so müssen zu dieser noch 50 Proz. der Röhrenspannung hinzugefügt werden.

Es sind nur höhere Spannungen zwischen 40000 und 80000 Volt gemessen, da niedrige Spannungen wegen der Ungenauigkeit der Bestimmung des Anteils der Beschleunigung in der Röhre unsicher werden.

Tabelle 1.

Gemessen Volt	Berechnet Volt	Röhrenspannung Volt
58000	60200	10000
65000	66600	10000
72000	75000	10000
59000	68000	8000
60000	57500	8000
61000	59200	8000
52000	51500	8000
42000	41500	8000
61000	58200	4000

Die Zahlen geben keine Anhaltspunkte dafür, daß die Beschleunigung im hohen Vakuum nicht im vollen Betrage erfolgen sollte.

Woher die Abweichungen bei Fr. Hoffmann gekommen sind, habe ich nicht mehr feststellen können.

Jedoch bleibt die Methode und die Anordnung zur Erzeugung schneller Kanalstrahlen um so mehr bestehen und auch das Ergebnis, daß bei den beschleunigten Kanalstrahlen Szintillationen nicht beobachtet werden konnten, bleibt unberührt. Die für meine Beobachtungen verwendete Anordnung mit einem verschiebbaren Metallzylinder war glastechnisch sehr schwierig herzustellen. Sie ist von Hrn. Werkmeister Knöllinger mit großer Ausdauer ausgeführt, wofür ich ihm hiermit noch besonders danke.

München, Physikalisches Institut der Universität,  
Mai 1925.

**7. Die molekulare Lichtzerstreuung in festen isotropen Körpern und Flüssigkeiten;  
von Richard Gans.**

Im folgenden soll die Theorie der molekularen Lichtzerstreuung in festen isotropen Körpern behandelt werden. Gleichzeitig verfolgen wir aber noch einen anderen Zweck. Die Versuche zeigen, daß das in Flüssigkeiten, Gasen und Dämpfen seitlich zerstreute Licht teilweise depolarisiert ist, eine Erscheinung, die die Anisotropie der Volumelemente mit Sicherheit beweist. Es fragt sich nun, wie wir uns eine solche Anisotropie, die man bei idealen Flüssigkeiten und Gasen makroskopisch nicht kennt, rein phänomenologisch erklären können und ob die Ableitungen von Einstein<sup>1)</sup> bzw. Lorentz<sup>2)</sup> nicht einer Verbesserung bedürfen.

Die naheliegende Annahme, eine Flüssigkeit könnte aus ungeordneten, festen Kristallen aufgebaut sein, ähnlich wie ein amorpher fester Körper pseudokristallinisch sein kann, ist nicht zulässig, denn eine solche Pseudoflüssigkeit müßte, wie sich leicht zeigen läßt, schon in ihren kleinsten Teilen eine wahre Flüssigkeit sein, damit sie, als Ganzes genommen, sich elastisch wie eine Flüssigkeit verhielte. Der Ausweg, welcher bleibt, wäre, anzunehmen, daß in der Flüssigkeit feste Mikrokristalle schwimmen, jedoch würde der Mechanismus dadurch zu verwickelt, als daß es erwünscht wäre, ohne zwingenden Grund in dieser Hypothese Zuflucht zu nehmen.

Deshalb wollen wir das Problem in anderer Weise angreifen. Geht man vom festen isotropen Körper aus, so hängt die Lichtzerstreuung, wie wir sehen werden, von folgenden vier Konstanten ab:

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. [4] 33.

2) H. A. Lorentz, Les théories statistiques en thermodynamique. Leipzig u. Berlin 1916. S. 42.

1. von dem Widerstande  $H$  gegen Volumänderungen ( $\frac{1}{H}$  = Kompressibilität);
2. von dem Widerstande  $K$  gegen Formänderung bei konstant bleibendem Volumen ( $K$  = Torsionsmodul);
3. von der Änderung  $\delta$  der optischen Dielektrizitätskonstante mit einer Volumvergrößerung;
4. von der Änderung  $\delta'$  der optischen Dielektrizitätskonstante mit einer Formänderung ohne Änderung des Volumens.

Gehen wir zur Grenze der Flüssigkeit über, so werden  $K$  und  $\delta'$  Null, während  $H$  und  $\delta$  endlich bleiben. In den Endformeln für feste Körper kommt aber der Ausdruck  $\delta^2/K$  vor. Dieser kann endlich bleiben, wenn  $\delta'$  und  $K$  sich der Null nähern, und einen für jeden Stoff charakteristischen endlichen Wert annehmen. Die so gewonnenen Formeln sind in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Setzt man dagegen von vornherein, wie Einstein und Lorentz das tun,  $\delta' = 0$  und  $K = 0$ , so fällt  $\delta^2/K$  in den Endformeln weg, und diese stehen im Gegensatz zum experimentellen Befund.

#### § 1. Die Strahlung des zerstreuten Lichtes.

Wir nehmen an, daß in einem festen, isotropen Körper Schwankungen in der Lage der Massenteilchen auftreten können, die wir durch die Verschiebungskomponenten  $u$ ,  $v$ ,  $w$  charakterisieren wollen. Dadurch werden Verzerrungen hervorgerufen, die durch

$$a = \frac{\partial u}{\partial x}; \quad b = \frac{\partial v}{\partial y}; \quad c = \frac{\partial w}{\partial z}; \quad l = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right);$$

$$m = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right); \quad n = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

gegeben sind.

Die optische Dielektrizitätskonstante, die bei fehlenden Verzerrungen den konstanten Wert  $\epsilon_0$  habe, wird durch die Deformationen zu dem Tensor<sup>1)</sup>

$$(1) \quad \begin{cases} A_{11} = \epsilon_{11} - \epsilon_0 = \delta(a+b+c) + \delta' a & A_{23} = A_{32} = \epsilon_{23} = \epsilon_{32} = \delta' l \\ A_{22} = \epsilon_{22} - \epsilon_0 = \delta(a+b+c) + \delta' b & A_{31} = A_{13} = \epsilon_{31} = \epsilon_{13} = \delta' m \\ A_{33} = \epsilon_{33} - \epsilon_0 = \delta(a+b+c) + \delta' c & A_{12} = A_{21} = \epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \delta' n \end{cases}$$

1) F. Pockels, Ann. Phys. u. Chem. 37. 1889. S. 160. Man beachte, daß bei Pockels  $y_z = 2l$ ;  $z_x = 2m$ ;  $x_y = 2n$  ist.

Findet eine solche Schwankung in einem einzigen Volumenelement  $d\tau$  statt, dessen Lineardimensionen klein gegen die Wellenlänge sind, so berechnet sich das elektromagnetische Feld des zerstreuten Lichtes aus dem Hertzschen Vektor

$$(2) \quad \begin{cases} \mathfrak{Z}_x = \frac{A_{1s} d\tau}{4\pi \epsilon r} \mathfrak{A} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v}\right) \\ \mathfrak{Z}_y = \frac{A_{2s} d\tau}{4\pi \epsilon r} \mathfrak{A} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v}\right) \\ \mathfrak{Z}_z = \frac{A_{3s} d\tau}{4\pi \epsilon r} \mathfrak{A} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v}\right). \end{cases}$$

Hier ist  $\mathfrak{A}$  die Amplitude der einfallenden linear polarisierten ebenen Welle, deren elektrischer Vektor in der  $z$ -Richtung schwingt.

Aus  $\mathfrak{Z}$  ergibt sich das elektromagnetische Feld mittels der Gleichungen

$$\mathfrak{E} = \text{grad div } \mathfrak{Z} - \frac{1}{v^2} \ddot{\mathfrak{Z}}; \quad \mathfrak{H} = \frac{c}{v^2} \text{rot } \mathfrak{Z},$$

und so folgt für den Absorptionskoeffizienten

$$(3) \quad h = \frac{8\pi^2}{3\lambda_0^4} (\overline{A_{1s}^2} + \overline{A_{2s}^2} + \overline{A_{3s}^2}) d\tau$$

und für den Depolarisationsgrad

$$(4) \quad \Theta = \frac{\overline{A_{1s}^2}}{\overline{A_{2s}^2} + \overline{A_{3s}^2}}.$$

## § 2. Berechnung der Mittelwerte.

Es handelt sich also darum, die Mittelwerte  $\overline{A_{1s}^2}$ ,  $\overline{A_{2s}^2}$ ,  $\overline{A_{3s}^2}$  zu ermitteln.

Nach (1) gilt

$$(5) \quad \begin{cases} \overline{A_{1s}^2} = \delta'^2 \overline{m^2}; \quad \overline{A_{2s}^2} = \delta'^2 \overline{l^2}; \\ \overline{A_{3s}^2} = \delta'^2 (a+b+c)^2 + 2\delta\delta' c(a+b+c) + \delta'^2 c^2. \end{cases}$$

Die in diesen Formeln vorkommenden quadratischen Mittelwerte der Verzerrungsgrößen sind wegen der Isotropie des Körpers von der Richtung der Koordinatenachsen unabhängig, wir dürfen also diese Größen durch Koordinatentransformation auf beliebige Achsenrichtungen beziehen und dann über alle Richtungen mitteln. Auf diese Weise erhalten wir



$$(6) \quad \begin{cases} \overline{A_{13}^2} = \overline{A_{23}^2} = \frac{\delta'^2}{15} (P + 3Q) \\ \overline{A_{33}^2} = \left( \delta^2 + \frac{2}{3} \delta \delta' + \frac{3\delta'^2}{15} \right) P + \frac{4}{15} \delta'^2 Q, \end{cases}$$

wo

$$(7) \quad \begin{cases} P = (\overline{a+b+c})^2 \\ Q = \overline{l^2 + m^2 + n^2} - (\overline{bc} + \overline{ca} + \overline{ab}). \end{cases}$$

Es bleibt also nur noch übrig, die Invarianten  $P$  und  $Q$  auszurechnen. Das machen wir folgendermaßen.

Die elastische Energie der Volumeneinheit ist in der Helmholtzschen Form<sup>1)</sup>

$$(8) \quad \begin{cases} \omega = \frac{H}{2} (a+b+c)^2 + \frac{K}{8} [(b-c)^2 + (c-a)^2 \\ \quad + (a-b)^2 + 6(l^2 + m^2 + n^2)]. \end{cases}$$

Hier bedeutet  $H$  den Widerstand gegen Volumänderungen ( $1/H$  Kompressibilität),  $K$  den Widerstand gegen Formänderungen (Torsionsmodul).

In einem Würfel der Kantenlänge  $L$  entwickeln wir  $a, b, c$  in Fouriersche Reihen

$$(9) \quad \begin{cases} a = \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} A_{\varrho\sigma\tau} \cos \frac{\pi \varrho}{L} x \cos \frac{\pi \sigma}{L} y \cos \frac{\pi \tau}{L} z \\ b = \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} B_{\varrho\sigma\tau} \cos \frac{\pi \varrho}{L} x \cos \frac{\pi \sigma}{L} y \cos \frac{\pi \tau}{L} z \\ c = \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} C_{\varrho\sigma\tau} \cos \frac{\pi \varrho}{L} x \cos \frac{\pi \sigma}{L} y \cos \frac{\pi \tau}{L} z, \end{cases}$$

wo  $\varrho, \sigma, \tau$  alle positiven ganzen Zahlen durchlaufen.

Dann muß nach den Saint-Venantschen Kompatibilitätsbedingungen<sup>2)</sup> gelten

$$(10) \quad \begin{cases} l = -\frac{1}{2} \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left( B \frac{\tau}{\sigma} + C \frac{\sigma}{\tau} \right) \cos \frac{\pi \varrho}{L} x \sin \frac{\pi \sigma}{L} y \sin \frac{\pi \tau}{L} z \\ m = -\frac{1}{2} \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left( C \frac{\varrho}{\tau} + A \frac{\tau}{\varrho} \right) \sin \frac{\pi \varrho}{L} x \cos \frac{\pi \sigma}{L} y \sin \frac{\pi \tau}{L} z \\ n = -\frac{1}{2} \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left( A \frac{\sigma}{\varrho} + B \frac{\varrho}{\sigma} \right) \sin \frac{\pi \varrho}{L} x \sin \frac{\pi \sigma}{L} y \cos \frac{\pi \tau}{L} z, \end{cases}$$

1) H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. 2. Leipzig 1902. S. 120.

2) Siehe z. B. A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität. Leipzig und Berlin 1907. S. 59 oder G. Kirchhoff, Vorlesungen über Mechanik, 4. Aufl. Leipzig 1897. S. 398.

und die in dem Würfel der Kante  $L$  enthaltene Energie wird nach (8), (9) und (10)

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} \Omega &= \frac{L^3}{8} \sum_{\varrho} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left[ \left( \frac{H}{2} + \frac{K}{6} \right) (A_{\varrho\sigma\tau} + B_{\varrho\sigma\tau} + C_{\varrho\sigma\tau})^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{K}{2} (g_1 A_{\varrho\sigma\tau}^2 + g_2 B_{\varrho\sigma\tau}^2 + g_3 C_{\varrho\sigma\tau}^2) \right] \end{aligned} \right.$$

mit folgender Bedeutung der Größen  $g_1, g_2, g_3$ .

$$(12) \quad g_1 = \frac{\varrho^2 + \sigma^2 + \tau^2}{\varrho^2}; \quad g_2 = \frac{\varrho^2 + \sigma^2 + \tau^2}{\sigma^2}; \quad g_3 = \frac{\varrho^2 + \sigma^2 + \tau^2}{\tau^2}.$$

Jetzt unterteilen wir den Würfel in  $n$ -gleiche Zellen  $d\tau$ , so daß

$$(13) \quad L^3 = n d\tau$$

und brechen die Fourierschen Entwicklungen nach dem  $n$ -ten Gliede ab. Ferner führen wir anstatt der Drei-Indices-Kombination  $\varrho\sigma\tau$  einen einzigen Index  $i$  ein, der dann von 0 bis  $n$  läuft, und erhalten

$$(14) \quad \left\{ \begin{aligned} \Omega &= \sum_{i=1}^n \Omega_i = \frac{n d\tau}{8} \sum_{i=1}^n [c(A_i + B_i + C_i)^2 \\ &\quad + c'(g_1 A_i^2 + g_2 B_i^2 + g_3 C_i^2)] \end{aligned} \right.$$

mit den Abkürzungen

$$(15) \quad c = \frac{H}{2} + \frac{K}{6}; \quad c' = \frac{K}{2}.$$

Aus (9) und (10) ergibt sich dann, daß die durch (7) definierten, über den Würfel gemittelten Größen  $P$  und  $Q$  folgende Werte haben

$$(16) \quad \left\{ \begin{aligned} P &= \frac{1}{8} \sum_{i=1}^n \overline{(A_i + B_i + C_i)^2} \\ Q &= \frac{1}{32} \sum_{i=1}^n [(g_1 \overline{A_i^2} + g_2 \overline{B_i^2} + g_3 \overline{C_i^2}) - \overline{(A_i + B_i + C_i)^2}]. \end{aligned} \right.$$

Definieren wir schließlich das Zustandsintegral

$$(17) \quad \Phi_i = \iiint e^{-\frac{\Omega_i}{kT}} dx_i dy_i dz_i,$$

so ergibt sich

$$(18) \quad \begin{cases} \overline{(A_i + B_i + C_i)^2} = -\frac{8kT}{n d \tau} \frac{\partial \lg \Phi_i}{\partial c} \\ g_{1i} \overline{A_i^2} + g_{2i} \overline{B_i^2} + g_{3i} \overline{C_i^2} = -\frac{8kT}{n d \tau} \frac{\partial \lg \Phi_i}{\partial c'} \end{cases}$$

Um  $\Phi_i$  auszuwerten, denken wir uns in  $\Omega_i$  (Gleichung (14)) die Hauptachsentransformation durchgeführt. Dadurch nimmt  $\Phi_i$  die Form an

$$(19) \quad \begin{cases} \Phi_i = \iiint e^{-\frac{n d \tau}{8kT} (\lambda_{1i} X_i^2 + \lambda_{2i} Y_i^2 + \lambda_{3i} Z_i^2)} dX_i dY_i dZ_i \\ = \left( \frac{8\pi kT}{n d \tau} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\lambda_{1i} \lambda_{2i} \lambda_{3i}}} \end{cases}$$

Da aber bei der Hauptachsentransformation die Determinante  $A_i$  der quadratischen Form  $\Omega_i$  sich nicht ändert, so ist

$$A_i = \lambda_{1i} \lambda_{2i} \lambda_{3i},$$

also nach (19)

$$(20) \quad \log \Phi_i = -\frac{1}{2} \log A_i + \text{const.}$$

Andererseits berechnet sich nach (14) und (12)

$$A_i = c'^2 (c + c') g_{1i} g_{2i} g_{3i},$$

d. h.

$$(21) \quad \log A_i = 2 \log c' + \log (c + c') + \text{const.}$$

(18) ergibt also

$$(22) \quad \begin{cases} \overline{(A_i + B_i + C_i)^2} = \frac{4kT}{n d \tau (c + c')} \\ g_{1i} \overline{A_i^2} + g_{2i} \overline{B_i^2} + g_{3i} \overline{C_i^2} = \frac{4kT}{n d \tau} \frac{2c + 3c'}{c' (c + c')}, \end{cases}$$

und aus (16) folgt

$$(23) \quad P = \frac{kT}{2 d \tau (c + c')} ; \quad Q = \frac{kT}{4 d \tau c'}.$$

Damit erhalten wir aus (6)

$$(24) \quad \begin{cases} \overline{A_{12}^2} = \overline{A_{22}^2} = \frac{\delta'^2}{15} \frac{kT}{d \tau} \left[ \frac{3}{4c'} + \frac{1}{2(c + c')} \right] \\ \overline{A_{33}^2} = \frac{kT}{15 d \tau} \left[ \frac{15\delta^2 + 10\delta\delta' + 3\delta'^2}{2(c + c')} + \frac{\delta'^2}{c'} \right] \end{cases}$$

und aus (3) und (4) mit Einführung der elastischen Konstanten (15)

$$(25) \quad \left\{ \begin{aligned} h &= \frac{8\pi^2 k T}{3\lambda_0^4} \cdot \frac{1}{3} \left[ \frac{3\delta^2 + 2\delta\delta' + \delta'^2}{H + \frac{4K}{3}} + \frac{\delta'^2}{K} \right] \\ \Theta &= \frac{\delta'^2 \left( \frac{1}{H + \frac{4K}{3}} + \frac{3}{2K} \right)}{\frac{15\delta^2 + 10\delta\delta' + 2\delta'^2}{H + \frac{4K}{3}} + \frac{\delta'^2}{2K}}. \end{aligned} \right.$$

Ferner ist die seitliche Ausstrahlung des Volumelements  $d\tau$ , wenn natürliches Licht einfällt,

$$(25') \quad R = \frac{\pi^2 k T J_0 d\tau}{30\lambda_0^4 r^2} \left[ \frac{15\delta^2 + 10\delta\delta' + 6\delta'^2}{H + \frac{4K}{3}} + \frac{13\delta'^2}{2K} \right].$$

Für Glas ergibt diese Formel nach den numerischen Daten Pockels<sup>1)</sup>  $R = \frac{\pi^2 k T J_0 d\tau}{2\lambda_0^4 r^2} 1,15 \cdot 10^{-12}$ , während für Wasser ein ungefähr 40mal größerer Wert gilt. Deshalb ist zu vermuten, daß Raman<sup>2)</sup> bei seinen Beobachtungen kein reines Glas benutzt hat. Auch die von Raman zitierte Beobachtung Lord Rayleighs an Glas spricht, wie dieser selbst vermutet, für Einschlüsse, die das Licht zerstreut haben.

### § 3. Grenzübergang zur Flüssigkeit.

Für Flüssigkeiten wird  $\lim K = 0$ ;  $\lim \delta = 0$ ; dagegen kann  $\lim \frac{\delta'^2}{2K} = \frac{1}{\alpha}$  endlich bleiben. So erhält man

$$(26) \quad \left\{ \begin{aligned} h &= \frac{8\pi^2 k T}{3\lambda_0^4} \left( \frac{\delta^2}{H} + \frac{2}{3\alpha} \right); \\ \Theta &= \frac{\frac{3}{\alpha}}{\frac{15\delta^2}{H} + \frac{1}{\alpha}}. \end{aligned} \right.$$

Diese Formeln sind genau die von uns früher<sup>3)</sup> abgeleiteten,

1) F. Pockels, a. a. O. S. 391.

2) C. V. Raman, Molecular diffraction of light, Calcutta 1922, S. 87. Er fand bei Glas einen 4mal so großen Wert als bei Wasser.

3) R. Gans, Zeitschr. f. Phys. 17. 1923. S. 368, Gleichungen (56) und (57).

wenn wir unsere Konstante  $\alpha$  gleich der früher eingeführten  $\alpha$  setzen, denn nach (1) wird für  $\lim \delta' = 0$

$$\delta^2 = \left( \varrho \frac{\partial \epsilon}{\partial \varrho} \right)^2$$

und  $\frac{1}{H} = \beta$  ist die Kompressibilität, so daß  $\delta^2/H$  das ist, was wir früher mit  $1/b$  bezeichnet hatten.

Es mag sein, daß unsere Annahmen über den Grund der Anisotropie zu speziell sind, und daß außer den Verzerrungen noch andere Erscheinungen zu dem Phänomen beitragen können, denn Orientierungen der Molekeln ohne Verschiebung ihrer Zentren, d. h. ohne Verzerrungen, würden auch zu Anisotropie Anlaß geben<sup>1)</sup>, aber die Formeln (26) würden dadurch nicht geändert werden, denn diese haben wir früher ohne spezielle Voraussetzungen über die Ursachen der Anisotropie abgeleitet. Nur die Bedeutung der Konstante  $\alpha$  würde nicht mehr  $\lim \frac{2K}{\delta^2}$  sein.

Das Interessante ist aber, daß wir unter denselben Voraussetzungen, wie Einstein und Lorentz sie gemacht haben, nämlich Schwankungen in der Lage der Massenteilchen eines elastischen Kontinuums, zu anderen Resultaten kommen, wenn wir vom festen Körper ausgehen und in den Schlußformeln zum Grenzwert der Flüssigkeit bzw. des Gases übergehen, als wenn wir in den Gleichungen (1) und (8) direkt  $\delta'$  und  $K$  gleich Null setzen. Unser strengeres Verfahren führt zu Ergebnissen, die in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungen sind, während man das von den Einstein-Lorentzschen Formeln nicht sagen kann.

---

1) Hierauf machte mich Hr. Einstein in einer Unterhaltung gelegentlich seines Besuches in La Plata aufmerksam.

(Eingegangen 6. Juni 1925.)

## 8. Die Erfüllbarkeit der Relativitätsforderung in der klassischen Mechanik; von E. Schrödinger.

Gegen die klassische Punktmechanik mit Zentralkräften, deren Grundlagen in klarster Form von L. Boltzmann<sup>1)</sup> herausgearbeitet wurden, ist bekanntlich schon von E. Mach<sup>2)</sup> der Einwand erhoben worden, daß sie der vom erkenntnistheoretischen Standpunkt sich aufdrängenden Relativitätsforderung nicht genüge: ihre Gesetze gelten nicht für *beliebig* bewegte Koordinatensysteme, sondern nur für eine Gruppe von gleichförmig translatorisch gegeneinander bewegten sogenannten Inertialsystemen. Empirisch zeigte sich, daß dies die gegen den Fixsternhimmel durchschnittlich ruhenden oder gleichförmig translatorisch bewegten Achsenkreuze sind, aber die Grundlagen der klassischen Mechanik lassen den Grund hierfür in keiner Weise erkennen.

Auch die allgemeine Relativitätstheorie konnte in ihrer ursprünglichen Form<sup>3)</sup> der Machschen Forderung noch *nicht* genügen, wie bald erkannt wurde. Nachdem die säkulare Drehung des Merkurperihels aus ihr in staunenswerter Übereinstimmung mit der Erfahrung deduziert war, mußte jeder naive Mensch sich fragen: gegen *was* führt nun nach der *Theorie* die Bahnellipse diese Drehung aus, welche nach der *Erfahrung* gegen das mittlere Fixsternsystem stattfindet? Man erhielt zur Antwort: die Theorie fordert diese Drehung gegenüber einem Koordinatensystem, in dem die Gravitationspotentiale im Unendlichen gewissen Randbedingungen genügen. Der Zusammenhang dieser Randbedingungen mit der Anwesenheit

1) L. Boltzmann, Vorlesungen über die Prinzipie der Mechanik, Leipzig, J. A. Barth, 1897.

2) E. Mach, Die Mechanik in ihrer Entwicklung, Leipzig, F. A. Brockhaus, 8. Aufl. 1897. Vgl. bes. Kap. II. 6.

3) A. Einstein, Ann. d. Phys. 49. S. 769. 1916.

der Fixsternmassen war in keiner Weise deutlich, denn diese letzteren waren in die Rechnung überhaupt nicht eingegangen.

Die Überwindung der Schwierigkeit ist heute angedeutet durch die kosmologischen Theorien, welche eine räumlich geschlossene Welt fordern und dadurch Randbedingungen überhaupt vermeiden. Wegen der begrifflichen Schwierigkeiten, welche diese kosmologischen Theorien immerhin noch darbieten<sup>1)</sup>, und nicht zuletzt wegen der mathematischen Schwierigkeiten ihres Verständnisses, ist damit die Lösung einer wichtigen erkenntnistheoretischen Frage, die jedem naturwissenschaftlich Gebildeten sofort einleuchtet, auf ein Gebiet hinübergerückt, auf dem wenige ihr folgen können und auf dem es wirklich nicht leicht ist, sich den klaren Blick für Wahrheit und Dichtung zu bewahren. Ich zweifle nicht daran, daß, wenn die Lösung im Sinne jener Theorien endgültig erreicht sein wird, sie nicht nur in hohem Maße befriedigen, sondern auch in einer Form sich darstellen lassen wird, die einem weiteren Kreis wirkliche Einsicht in dieselbe gewährt. Bei dem heutigen Stand ist es aber vielleicht nicht zwecklos, sich zu fragen, ob nicht durch eine einfache Modifikation der klassischen Mechanik der Machschen Relativitätsforderung genügt und das Bestimmte der Inertialsysteme durch den Fixsternhimmel auf einfache Weise verständlich gemacht werden kann.<sup>2)</sup>

Der Ansatz für die *potentielle* Energie in der Punktmechanik und im besonderen derjenige für das Newtonsche Potential genügt nun dem Machschen Postulat ohne weiteres, da er nur von der Entfernung der beiden Massenpunkte, nicht von ihrer absoluten Lage im Raum abhängt. Er kann deshalb, da er sich bewährt hat, auch vom Standpunkt jenes Postulates aus beibehalten werden, sei es auch nur als erste

1) H. Weyl, Raum, Zeit, Materie, 5. Aufl. § 39. — Berlin, J. Springer. 1923. Vgl. auch den Aufsatz „Massenträgheit und Kosmos“ von demselben Autor im 12. Jahrg. (1924) der „Naturwissenschaften“.

2) Die Lösung dieser Aufgabe liegt eigentlich schon in der von Mach gegebenen Darstellung des Trägheitsgesetzes. Sie hat wohl hauptsächlich deshalb so wenig Anklang gefunden, weil Mach eine von der Entfernung unabhängige wechselseitige Trägheitswirkung glaubt annehmen zu müssen (a. a. O., S. 228 ff.).



Näherung für ein in Wirklichkeit vielleicht komplizierteres Gesetz. Anders steht es mit der *kinetischen* Energie. Sie ist nach der klassischen Mechanik bestimmt durch die absolute Bewegung im Raum, während doch prinzipiell nur *relative* Bewegungen, Abstände und Abstandsänderungen von Massenpunkten beobachtbar sind. Man muß also nachsehen, ob es nicht möglich ist, die kinetische Energie, ebenso wie bisher die potentielle, nicht den Massenpunkten einzeln zuzuteilen, sondern sie gleichfalls als eine Energie der *Wechselwirkung* je zweier Massenpunkte aufzufassen und nur vom Abstand und der Änderungsgeschwindigkeit des Abstandes der beiden Punkte abhängen zu lassen. Um aus der Fülle von Möglichkeiten einen Ansatz auszuwählen, verwenden wir heuristisch die folgenden Analogieforderungen:

1. Die kinetische Energie als Wechselwirkungsenergie soll von den Massen und vom Abstand der beiden Punkte in derselben Weise abhängen, wie das Newtonsche Potential;
2. sie soll dem Quadrate der Änderungsgeschwindigkeit des Abstandes proportional sein.

Für die gesamte Wechselwirkungsenergie zweier Massenpunkte mit den Massen  $\mu$ ,  $\mu'$  in der Entfernung  $r$  gibt das den Ansatz

$$(1) \quad W = \gamma \frac{\mu \mu' \dot{r}^2}{r} - \frac{\mu \mu'}{r}.$$

Die Massen sind hier in solchem Maß gemessen, daß die Gravitationskonstante gleich 1 wird. Die vorläufig unbestimmte Konstante  $\gamma$  hat die Dimension einer reziproken Geschwindigkeit. Da sie universell sein soll, wird man erwarten, daß es dabei, von einem Zahlenfaktor abgesehen, um die Lichtgeschwindigkeit sich handelt, oder daß  $\gamma$  sich auf einen Zahlenfaktor reduziert, wenn man als Zeiteinheit die Lichtsekunde wählt. Wir werden nachher veranlaßt sein, diesen Zahlenfaktor gleich 3 zu setzen.

Nun denken wir uns einen Massenpunkt  $\mu$  in der Nähe des Mittelpunktes einer Hohlkugel vom Radius  $R$ , die mit der Massendichte  $\sigma$  gleichförmig belegt ist. Wir beziehen alle Aussagen auf ein Koordinatensystem, in welchem die Hohlkugel ruht. In diesem sei der Massenpunkt bewegt, seine räumlichen Polarkoordinaten seien  $\varrho$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$ , die eines Flächen-

elementes der Kugel  $R, \vartheta', \varphi'$ . Die Entfernung  $r$  des Punktes von dem Flächenelement ist gegeben durch

$$(2) \quad \begin{cases} r^2 = R^2 + \varrho^2 - 2 R \varrho \cos(R \varrho) \\ = R^2 + \varrho^2 - 2 R \varrho [\cos \vartheta \cos \vartheta' \\ + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi')]. \end{cases}$$

Die gesamte *potentielle* Energie ist in jeder Lage dieselbe und wir lassen sie außer Betracht. Durch Differentiation erhält man

$$(3) \quad \begin{cases} r\dot{r} = \varrho \dot{\varrho} - R \dot{\varrho} [\cos \vartheta \cos \vartheta' + \\ + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi')] - R \varrho [-\sin \vartheta \cos \vartheta' \dot{\vartheta} + \\ + \cos \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi') \dot{\vartheta} - \sin \vartheta \sin \vartheta' \sin(\varphi - \varphi') \dot{\varphi}]. \end{cases}$$

Da wir das Koordinatensystem beliebig orientieren dürfen, genügt es für  $\vartheta = 0$  zu rechnen. Ferner wollen wir nur die Hauptglieder ausrechnen, die bestehen bleiben, wenn  $\varrho \ll R$ . Wir dürfen dann die Glieder mit  $\varrho$  streichen außer wo sie mit  $\dot{\vartheta}$  oder  $\dot{\varphi}$  multipliziert sind. Auch wird in dieser Näherung  $r = R$ . Das gibt

$$(4) \quad \dot{r} = -\dot{\varrho} \cos \vartheta' - \varrho \dot{\vartheta} \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi').$$

Mithin nach (1)

$$(5) \quad \begin{cases} W = \frac{\gamma \mu \sigma R^2}{R} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi \sin \vartheta' d\vartheta' [\dot{\varrho}^2 \cos^2 \vartheta' + \\ + 2 \varrho \dot{\varrho} \dot{\vartheta} \sin \vartheta' \cos \vartheta' \cos(\varphi - \varphi') + \\ + \varrho^2 \dot{\vartheta}^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2(\varphi - \varphi')] = \frac{4\pi \gamma \mu \sigma R}{3} (\dot{\varrho}^2 + \varrho^2 \dot{\vartheta}^2). \end{cases}$$

Das ist genau der Wert der kinetischen Energie nach der klassischen Mechanik mit der Maßgabe, daß die gewöhnliche Masse  $m$  unseres Punktes (in Gramm) gegeben sein muß durch

$$(6) \quad m = \frac{8\pi \gamma \sigma R}{3} \mu.$$

Da nun andererseits nach dem Ansatz für die potentielle Energie

$$(7) \quad m = \frac{\mu}{\sqrt{k}},$$

wo  $k$  die gewöhnliche Gravitationskonstante, so muß

$$(8) \quad \frac{1}{\sqrt{k}} = \frac{8\pi\gamma\sigma R}{3}.$$

Oder, wenn wir für  $\sigma$  die gewöhnliche Flächendichte  $s$  einführen,

$$(9) \quad s = \frac{\sigma}{\sqrt{k}},$$

wird

$$(10) \quad \frac{4\pi s R^2}{R} = \frac{3}{2k\gamma},$$

eine Beziehung, von der noch zu sprechen sein wird. —

Drückt man die Massen in Gramm aus, so wird die gesamte Wechselwirkungsenergie

$$(1) \quad W = \frac{\gamma k m m'}{r} \dot{r}^2 - \frac{k m m'}{r}.$$

Bewegt sich ein Massenpunkt  $m$  (Planet) in der Umgebung einer großen Masse  $m'$  (Sonne), so wird außer der kinetischen Energie (5) gegen den „Massenhorizont“ noch seine potentielle und seine kinetische Energie (1') gegen  $m'$  in Betracht zu ziehen sein. Man erhält als Gesamtenergie des „Einkörperproblems“

$$(11) \quad W = \left( \frac{m}{2} + \frac{\gamma k m m'}{r} \right) \dot{r}^2 + \frac{m}{2} r^2 \dot{\varphi}^2 - \frac{k m m'}{r}.$$

Die Anwesenheit der Sonne hat also außer der Gravitationsanziehung noch die Wirkung, daß der Planet „radial“ eine etwas größere träge Masse erhält als „tangential“. Durch Anwendung des Flächensatzes, der keine Änderung erleidet,

$$(12) \quad r^2 \dot{\varphi} = f,$$

und die Substitution

$$(13) \quad r^{-1} = \xi$$

erhält man nach Elimination der Zeit aus (11) und (12) in gewohnter Weise

$$(14) \quad (1 + 2\gamma k m' \xi) \left( \frac{d\xi}{d\varphi} \right)^2 + \xi^2 - \frac{2k m'}{f^2} \xi - \frac{2W}{m f^2} = 0.$$

Mit

$$(15) \quad \xi = \eta + \frac{k m'}{f^2}, \quad C = \frac{2W}{m f^2} + \frac{k^2 m'^2}{f^4}$$

kommt

$$(16) \quad d\varphi = \frac{d\eta \sqrt{1 + \frac{2\gamma k^3 m'^2}{f^2} + 2\gamma k m' \eta}}{\sqrt{C - \eta^2}},$$

von der üblichen Form abweichend durch den Wurzelfaktor im Zähler. Man überzeugt sich leicht, daß derselbe in der Anwendung auf Planetenbahnen nur eine geringfügige Korrektur bildet, falls  $\gamma$  von der Größenordnung des reziproken Lichtgeschwindigkeitsquadrates. Wir können uns daher mit der Näherung begnügen

$$(17) \quad \varphi = \left(1 + \frac{\gamma k^3 m'^2}{f^2}\right) \arcsin \eta - \gamma k m' \sqrt{C - \eta^2} + \text{const.}$$

Während der zweite Term rechter Hand nur eine außerordentlich geringfügige *periodische* Störung bedeutet, liefert der erste eine *säkulare* Periheldrehung vom Betrage

$$(18) \quad \Delta = \frac{2\pi\gamma k^3 m'^2}{f^2}$$

pro Umlauf, im Sinne des Umlaufs ( $\varphi$  durchläuft den Winkel  $2\pi + \Delta$ , bis  $\eta$  und damit auch  $r$  zu demselben Wert und in dieselbe Bewegungsphase zurückkehrt). Nun ist nach bekannten Formeln

$$(19) \quad k m' = \frac{4\pi^3 a^2}{\tau^2}, \quad f = \frac{2\pi a b}{\tau},$$

also

$$\frac{k^3 m'^2}{f^2} = \frac{4\pi^3 a^4}{b^2 \tau^2} = \frac{4\pi^3 a^2}{\tau^2 (1 - e^2)}$$

( $\tau$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $e$  sind die Umlaufszeit, große und kleine Halbachse und die numerische Exzentrizität der Ellipse). Das gibt

$$(20) \quad \Delta = \frac{8\pi^3 \gamma a^2}{\tau^2 (1 - e^2)}.$$

Man erhält Übereinstimmung mit der aus der allgemeinen Relativitätstheorie abgeleiteten Periheldrehung<sup>1)</sup>, also hinsichtlich des Merkur auch mit der Erfahrung, wenn man setzt

$$(21) \quad \gamma = \frac{3}{c^2}.$$

Der Ansatz (1) erhält dann die genauere Bestimmung

$$(1'') \quad W = \frac{3\mu\mu' r^2}{r} - \frac{\mu\mu'}{r},$$

1) A. Einstein, a. a. O., letzte Seite.

wenn Zeit- und Masseneinheit so gewählt werden, daß Lichtgeschwindigkeit und Gravitationskonstante beide gleich 1 werden. — (10) wird

$$(10) \quad \frac{4\pi s R^2}{R} = \frac{c^2}{2k} = 6,7 \cdot 10^{27} \text{ c. g. s.}$$

Denkt man sich den „Massenhorizont“ aus einzelnen Massenpunkten bestehend und läßt unter ihnen unregelmäßig verteilte Geschwindigkeiten zu, welche jedoch in bezug auf passend gewählte Koordinatensysteme nicht von höherer Größenordnung sind als diejenigen, mit denen im Mittelpunkt experimentiert wird, so ändert sich bei hinreichend großem  $R$  an dem Resultat (5) nichts weiter, als daß erstens dieses Resultat bezüglich desjenigen unter den genannten Koordinatensystemen gilt, in bezug auf welches der Schwerpunkt der Horizontmassen ruht; zweitens tritt noch ein konstantes Zusatzglied auf, herrührend von den Radialgeschwindigkeiten der Horizontmassen, welches aber ohne Einfluß auf die Bewegung ist.

Ferner ist klar, daß man die flächenhafte Verteilung der Horizontmassen auch durch eine im großen Durchschnitt kugelsymmetrisch um den Beobachtungspunkt angeordnete räumliche Verteilung ersetzen darf, wofern die Verhältnisse nur so liegen, daß die innersten Schalen dieser Raumverteilung, für welche  $R$  noch nicht hinreichend groß ist, um die oben gemachten Vernachlässigungen zu rechtfertigen, nur verschwindende Beiträge zur gesamten Trägheitswirkung liefern. Sei  $d$  die räumliche Dichte dieser Verteilung in  $\text{g/cm}^3$ ,  $R$  ihr äußerer Radius, so tritt dann offenbar an die Stelle von (10')

$$(10'') \quad \int_0^R \frac{4\pi \varrho^2 d}{\varrho} d\varrho = 2\pi R^2 d = \frac{c^2}{2k} = 6,7 \cdot 10^{27} \text{ c. g. s.},$$

wo wir die Integration für ein innerhalb  $R$  konstantes  $d$  ausgeführt haben. — Diese merkwürdige Beziehung sagt aus, daß das (negative) Potential aller Massen auf den Beobachtungsort, berechnet mit der am Beobachtungsort gültigen Gravitationskonstante, dem halben Quadrat der Lichtgeschwindigkeit gleich sein soll.

Eine grobe Abschätzung des Integrals in (10') für die leuchtenden Massen unseres Sternsystems ergibt dafür den Wert  $10^{16}$  c. g. s. Dabei ist angenommen, daß eine Kugel vom Radius  $R = 200$  parsec ( $1 \text{ parsec} = 3,09 \cdot 10^{18} \text{ cm}$ ) gleichmäßig mit Sternen von der Masse der Sonne erfüllt ist, derart daß 30 solcher Sterne auf eine Kugel von 5 parsec Radius entfallen. Es kann somit nur ein ganz verschwindender Bruchteil der auf der Erde und im Planetensystem beobachteten Trägheitswirkungen von der Wechselwirkung mit den Massen unseres Milchstraßensystems herrühren. Das ist in Hinblick auf die Zulässigkeit der hier entwickelten Vorstellungen ein sehr erfreuliches Resultat. Denn würden die Verhältnisse größenordnungsmäßig nur ein klein wenig anders liegen, so wäre es nur sehr gezwungen möglich, sich das Fehlen jeglicher *Anisotropie* der irdischen und planetarischen Trägheit zu erklären. Eine Massenverteilung, wie die an den leuchtenden Sternen festgestellte, müßte zur Folge haben, daß die Körper einer Beschleunigung in der galaktischen Ebene einen größeren Trägheitswiderstand entgegensetzen als senkrecht dazu. Ähnliche Folgen müßte der Umstand haben, daß wir uns doch wahrscheinlich nicht genau in der Mitte dieser Massenverteilung befinden. Das oben festgestellte Größenordnungsverhältnis scheint mir die von der unsymmetrischen Lagerung der Massen unseres Milchstraßensystems herrührende Trägheitsanisotropie *eben noch* unter die Grenze der astronomischen Beobachtbarkeit herabzudrücken, wie man durch Vergleich mit der gerade noch gut nachweisbaren Anisotropie der Merkurmasse grob abschätzen kann.

Dagegen scheint nun allerdings aufs neue die Frage aufzutauchen, warum dann unsere Inertialsysteme gerade gegen *unser* Sternsystem drehungsfrei sind (oder dieses gegen sie), wenn sie doch nicht hauptsächlich in ihm, sondern in noch viel weiter entfernten Sternmassen „verankert“ sind. Die Ursache, oder besser gesagt der Sachverhalt, ist von unserem ganz naiv elementaren Standpunkt aus offenbar der, daß empirisch überhaupt nur verhältnismäßig geringfügige relative Sternengeschwindigkeiten auftreten, nämlich nur solche, die merklich kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit. Unser Ansatz (1'') läßt für diesen Sachverhalt durchaus keinen Grund erkennen.

Dieser bietet sich aber ganz ungezwungen dar, wenn wir zu der bisher allein verwendeten Kenntnis der Mechanik unseres Sonnensystems noch als rein empirische Grundlage hinzunehmen die Beobachtungen über die bedeutende Zunahme der Trägheit bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit (Ablenkungsversuche mit Elektronen). Diese Versuche zeigen, daß der Ansatz (1'') nur als Näherung für kleine Geschwindigkeiten aufzufassen ist und für große, d. h. mit der Einheit vergleichbare  $\dot{r}$  einer Korrektur bedarf. Sehen wir die „relativistische“ Energieformel als Ausdruck der Beobachtungen an

$$(22) \quad \text{Kin. En.} = m c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

so ist es leicht, eine Modifikation von (1'') anzugeben, welche für beliebige Geschwindigkeiten gerade auf (22) führt. Man setze

$$(1''') \quad W = \frac{\mu \mu'}{r} \left( \frac{2}{(1 - \dot{r}^2)^{1/2}} - 3 \right);$$

setzen wir hier  $\dot{r}$  nach (4) ein und führen die mit (5) analoge Rechnung durch (unter Fortlassung des zweiten Klammergliedes in (1'''), das nur konstantes liefert):

$$W = \frac{2 \mu \sigma R^2}{R} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} \frac{\sin \vartheta' d\vartheta'}{(1 - [\dot{\varphi} \cos \vartheta' + \varrho \dot{\varphi} \sin \vartheta' \cos (\varphi' - \varphi)]^2)^{1/2}}.$$

Setzen wir hier zunächst

$$x = \cos \vartheta', \quad y = \sin \vartheta' \cos (\varphi' - \varphi),$$

so durchlaufen  $x$  und  $y$  zweimal die Fläche des Einheitskreises, wenn  $\vartheta'$ ,  $\varphi'$  ihren ganzen Bereich abstreichen. Man findet

$$W = 4 \mu \sigma R \iint_{x^2 + y^2 \leq 1} \frac{dx dy}{(1 - [\dot{\varphi} x + \varrho \dot{\varphi} y]^2)^{1/2} \sqrt{1 - x^2 - y^2}}.$$

Nun führen wir für  $x$  und  $y$  „ebene Polarkoordinaten“  $r$ ,  $\psi$  ein und erkennen, daß man vorteilhaft statt  $r$  sogleich

$$\sqrt{1 - r^2} = z$$

als Variable wählt. Das ergibt

$$\begin{aligned}
 W &= 4 \mu \sigma R \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^1 \frac{dx}{(1 - x^2 + a^2 x^2)^{1/2}} = 4 \mu \sigma R \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{1 - a^2} \\
 &= 4 \mu \sigma R \int_0^{2\pi} \frac{d\psi'}{1 - v^2 \cos^2 \psi'}
 \end{aligned}$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned}
 a &= \dot{\varrho} \cos \psi + \varrho \dot{\psi} \sin \psi, \\
 v &= \sqrt{\dot{\varrho}^2 + \varrho^2 \dot{\psi}^2}.
 \end{aligned}$$

Am einfachsten durch Reihenentwicklung des letzten Integrals (oder durch direkte Ausrechnung oder durch Integration im Komplexen) erkennt man nun, daß schließlich

$$(23) \quad W = \frac{8 \pi \mu \sigma R}{\sqrt{1 - v^2}} = \frac{8 \pi \mu \sigma R}{\sqrt{1 - \dot{\varrho}^2 - \varrho^2 \dot{\psi}^2}},$$

welches nach (6) und (21) mit dem variablen Teil von (22) übereinstimmt, da wir ja bei der jetzigen Rechnung von vornherein die Lichtgeschwindigkeit als Einheit genommen haben.

Beiläufig sei erwähnt, daß zu dem Ansatz (1'') die Lagrangefunktion

$$(24) \quad L = \frac{\mu \mu'}{r} \left( \frac{2}{\sqrt{1 - \dot{r}^2}} - 4\sqrt{1 - \dot{r}^2} + 3 \right)$$

gehört, welche der Gleichung

$$(25) \quad \dot{r} \frac{dL}{dr} - L = W = \frac{\mu \mu'}{r} \left( \frac{2}{(1 - \dot{r}^2)^{1/2}} - 3 \right)$$

genügt. Integriert man  $L$  nach (24), ähnlich wie früher  $W$  für die Wechselwirkung unseres Massenpunktes mit der Hohlkugel, so erhält man, von einer Konstante abgesehen, die wohlbekannte relativistische Lagrangefunktion eines Massenpunktes

$$(26) \quad L = -m c^2 \sqrt{1 - \beta^2},$$

wo  $\beta$  wieder das Verhältnis der Geschwindigkeit des Massenpunktes zur Lichtgeschwindigkeit bezeichnet.

Der schwerwiegendste Einwand, welcher sich gegen die in dieser Note aufgezeigten Vorstellungsmöglichkeiten erheben läßt, ist der, daß dieselben in einer heutzutage unerhörten



Weise auf das Prinzip der instantanen actio in distans zurückgreifen scheinen. Selbstverständlich wird heute niemand, auch der Autor nicht, dazu zu bewegen sein, die Ansätze (1), (1') usw. wirklich in diesem Sinne aufzufassen. Aber ganz ebenso wie wir überzeugt sein dürfen, daß ein viele Lichtjahre entfernter Stern auf ein irdisches Sekundenpendel bei jeder Schwingung einen minimen und scheinbar instantanen Einfluß durch sein Gravitationsfeld ausübt, auch dann, wenn die Gravitation sich in Wahrheit nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, ganz ebenso dürfen wir, glaube ich, mit den von  $\tau$  abhängigen Gliedern unserer Ansätze rechnen, ohne uns gegen den Grundsatz der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit aller Wirkungen zu verstündigen, so lange die Verhältnisse nur *so* liegen, daß es im Durchschnitt nicht darauf ankommt, ob wir mit dem augenblicklichen oder mit dem um die Latenzzeit zurückliegenden Bewegungszustand des entfernten Weltkörpers rechnen.

In anderen Fällen würde man allerdings zunächst gewissen Schwierigkeiten begegnen, wenn man mit der Berücksichtigung der Latenzzeit Ernst machen wollte. Es erweist sich dann als prinzipiell unmöglich,  $\tau$  anzugeben. Man könnte es rein empirisch durch den beobachteten Dopplereffekt definieren, aber dieser ist für zwei Beobachter auf zwei verschiedenen Massenpunkten, die einander Lichtzeichen geben, nicht derselbe „im gleichen Augenblick“. Die vorerst in eins zusammengezogene kinetische Energie der Wechselwirkung zerfällt damit notwendig wieder in zwei Terme. Im übrigen könnte die Ursache für die Verschiedenheit des Dopplereffekts, wenn die beiden Weltkörper etwa gleiche Masse haben, nur in der Existenz aller übrigen Weltkörper erblickt werden, welche demnach ein Inertialsystem für das Licht ebensogut wie für die Punktbewegung definieren müssen.

Ich halte es für wahrscheinlich, daß man durch Weiterverfolgung dieser Gedanken schließlich nach mancherlei Abänderungen bei der allgemeinen Relativitätstheorie landen würde. Denn diese stellt einen Rahmen dar, den wohl keine künftige Theorie völlig sprengen wird, der aber heute bei weitem noch nicht ganz mit konkreten und lebendigen Vorstellungen ausgefüllt ist. Die hier verwendete Vorstellung, daß

die Änderung des relativen, nicht des absoluten Bewegungszustandes der Körper einen Arbeitsaufwand erfordere, halte ich zum mindesten für eine erlaubte und nützliche Zwischenstufe, welche einen einfachen erfahrungsmäßigen Sachverhalt mittels Begriffsbildungen, die jedermann geläufig sind, in einfacher und doch nicht prinzipiell falscher Weise zu verstehen gestattet.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Juni 1925.)

---

**9. Druckfehlerberichtigung zu meiner Arbeit:  
„Elektrizitätsleitung, Ladungszahl, Beweglichkeit  
und thermische Ionisation in Flammgasen“;  
von Erich Marx.**

(Ann. d. Phys. 76. S. 737. 1925.)

---

Auf S. 742 muß es heißen:  $\Delta_N$  ist die Summe der Dauer des neutralen und wanderungsfähigen Zustandes.

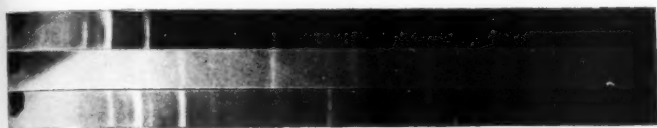
Auf S. 744 muß es heißen:  $1/47000$  statt  $1/4000$ .

Auf S. 757 muß es heißen: Summe von Neutralisations- und Wanderungsdauer.

Auf S. 771 in Formel (47) III ist  $\log$  zu streichen.

Auf S. 771 in (47)  $V_y$  statt  $K_y$ .

Auf S. 783 unter 6. Neutralisierungs- + Ladungsdauer.



Cu  
60% Ag,  
40% Cu  
Ag

Fig. 5



0  
30  
70  
100  
% Ni

Fig. 7.



PbMg<sub>2</sub>  
SnMg<sub>2</sub>

Fig. 10.

A. Sacklowski.